

Pc3-4-es pulzációk vizsgálata a magnetoszférában

doktori értekezés

Heilig Balázs

Földtudományi Doktori Iskola

vezető: Dr. Gábris Gyula egyetemi tanár

Földtan-Geofizika Program

vezető: Dr. Mindszenty Andrea egyetemi tanár

Témavezető: Dr. Ferencz Csaba ny. tudományos tanácsadó
(ELTE Geofizikai és Űrtudományi Tanszék, Űrkutató Csoport)

Konzulens: Dr. Verő József akadémikus
(MTA CsFK Geodéziai és Geofizikai Intézet)

Magyar Földtani és Geofizikai Intézet
Tihanyi Geofizikai Obszervatórium

2013. május 22.

Apám emlékének

Tartalomjegyzék

1. Bevezetés	6
2. A Föld mágneses plazmakörnyezete	10
2.1. A napszél és a bolygóközi mágneses tér	12
2.2. A Föld mágneses tere, a magnetoszféra alapsajátosságai	15
2.3. A magnepauzától a foreshockig	18
2.3.1. A magnetopauza	18
2.3.2. Az ívelt fejhullám	20
2.3.3. A foreshock	22
2.3.4. A mágneses hüvely	23
2.3.5. Sarki tölcsérek	24
2.4. A nappali magnetoszféra	24
2.4.1. A külső magnetoszféra	24
2.4.2. A plazmaszféra	25
2.5. Az ionoszféra	26
3. A pulzációk mint MHD hullámok	29
3.1. A magneto-hidrodinamikai modell	29
3.2. A linearizált MHD egyenletek megoldása	30
3.3. MHD hullámok dipóltérben	33
3.4. Áthaladás és visszaverődés az ionoszférán	37
4. ULF hullámok a magnetoszférában	41
4.1. A pulzációkutatás kezdetei	41
4.2. Genezis szerinti felosztás	42
4.3. Exogén ULF hullámok	42
4.3.1. Upstream hullámok	43
4.3.2. Kelvin-Helmholtz hullámok	47
4.3.3. Nyomásimpulzusok a magnetopazán	48

4.4.	Endogén ULF hullámok	48
4.4.1.	Üregrezonanciák	48
4.4.2.	Erővonal- vagy héjrezonanciák	49
5.	Felhasznált adatok és az alkalmazott módszerek	51
5.1.	Az MM100 állomáslánc	51
5.2.	Mérések a magnetoszférában, a foreshockban és a napszélben	54
5.2.1.	A CHAMP-műhold mérései a felső-ionoszférában	54
5.2.2.	CLUSTER megfigyelések a foreshockban	56
5.2.3.	In-situ mérések a bolygóközi térben	56
5.3.	Az ULF jelenségek leírására, analízisére használt jellemzők, eljárások	57
5.3.1.	A pulzációs aktivitás jellemzése	57
5.3.2.	Wavelet analízis	58
5.3.3.	Koherencia vizsgálatok	59
5.3.4.	Erővonal-rezonanciák azonosítása keresztfázis-analízissel	59
5.3.5.	A hullám-teleszkóp módszer	61
6.	Pulzációk és a napszél kapcsolata	62
6.1.	A napszél plazmasűrűségének szerepe	62
6.1.1.	A napszél-paraméterek hatásának szétválasztása	63
6.1.2.	A változók közötti parciális korreláció	64
6.1.3.	Többváltozós regresszió analízis	66
6.1.4.	Anomálishan ritka napszél és a szub-Alfvénikus események	72
6.1.5.	A Pc3-as pulzációk hiánya LDA-k és SAE-k idején	73
6.1.6.	Összegzés	76
6.2.	A bolygóközi mágneses tér irányának szerepe	79
6.2.1.	Az amplitúdó és a kúpszög közötti kapcsolat függése a választott időskálától	80
6.2.2.	A fejhullám és a felszín közötti terjedési idő meghatározása	85
6.2.3.	Összegzés	87
7.	Upstream hullámok a foreshockban	88
7.1.	Az upstream hullámok vizsgálata hullám-teleszkóp módszerrel	92
7.2.	A felszíni Pc3-as pulzációk forrásterülete	95
7.2.1.	Összegzés	100

8. Upstream eredetű pulzációk a felső ionoszférában	102
8.1. Az upstream eredetű hullámok azonosítása földi és műholdas észlelésekből energiaspektrumuk alapján	103
8.2. Egy esettanulmány: 2001. szeptember 2.	104
8.3. Upstream eredetű hullámok statisztikai vizsgálata: CHAMP észlelések	108
8.3.1. A kompressziós energia globális eloszlása	109
8.3.2. A műholdas-földi koherencia távolságfüggése	112
8.3.3. Az UW-k kapcsolata a napszél jellemzőivel	113
8.3.4. Az upstream hullámok Doppler-csúszása a foreshockban	116
8.3.5. A visszaszórt ionok párhuzamos sebessége	119
8.4. Az upstream hullámok áthaladása az ionoszférán	120
8.5. Összegzés	124
9. Erővonal-rezonanciák: CHAMP észlelések	127
9.1. A CHAMP mozgásából adódó Doppler-csúszás	128
9.2. Az FLR-ek energiaforrása az UW tevékenység	129
9.3. A Doppler-hatás vizsgálata	130
9.4. A rezonancia-szélesség becslése	133
9.5. Összegzés	136
10.Összefoglalás, tézisek	137

1. fejezet

Bevezetés

A földkörüli térség kutatása a technológia fejlődésével egyre nagyobb jelentőségre tesz szert, elsősorban társadalmunk növekvő technológia-függésének következtében. Mind több a mindennapokban használt eszköz, szolgáltatás használ ürbe telepített technológiát. Nemcsak a GPS-vevőkön alapuló navigációs eszközök, de ma már a telekommunikáció, a távközlés is "műholdas". Ma már nemcsak az időjárás-jelentésben találkozunk műholdas képekkel, de a földhivatalokban, önkormányzatoknál, a katasztrófavédelemnél vagy akár otthon, valamelyik globális térképszoftvert, esetleg ürbe telepített teleszkópok felvételeit böngészve.

Az űrtechnológia drága, védelme megkívánja a fenyegető veszélyhelyzetek előrejelzését. Ehhez pedig a Föld környezetében zajló – ma már űridőjárásnak nevezett – folyamatok minél pontosabb megismerésére, az ezeket magyarázó, előrejelzésre is alkalmas modellek kifejlesztésére van szükség. A jelen dolgozat témájául választott ULF-hullámok (geomágneses pulzációk), azaz a földi mágneses tér néhány másodperces-perces periódusú változásainak szerepe az űridőjárási folyamatokban sokrétű. ULF-hullámok részt vesznek a műholdakra veszélyes nagy energiájú részecskék gyorsításában. A hullámok fluktuációkat okozhatnak a plazmában, befolyásolva az elektromágneses jelek terjedését. Ugyanakkor az ULF-rezonanciák észlelése jó lehetőség a Földet körülvevő plazma sűrűségének változásának, dinamikájának, a plazma-pauza mozgásának földfelszínről végzett megfigyelésére.

A földmágneses pulzációkra már az 1859. szeptemberi geomágneses szupervihar során felfigyeltek. Később, a műszerek fejlődésével a perces-másodperces periódusú mágneses változások sorát fedezték fel. Ezek egy része valóban szabályos, oszcilláció-szerű volt, innen ered a pulzáció elnevezés. Manapság mindinkább az ULF-hullám terminus használata terjed.

A geomágneses pulzációk osztályozását egy 1963-ban, a 13. IUGG konferencián, Berkeleyben (California, USA) felállított nemzetközi bizottság (J. A. Jacobs, Y. Kato, S. Matsushita és V. A. Troitskaya) végezte el. Az azóta is használatos nomenklatúrát Jacobs (1970) tette közzé. A pulzációkat két nagy csoportba osztották: a többé-kevésbé szabályos és folyamatos (Pc – continuous pulsation) és az irreguláris megjelenésű pulzációkra (Pi – irregular pulsati-

on). A további felosztás a pulzációk periódusa alapján történt (1.1 táblázat), az alcsoportok közötti határvonalakat az addig felhalmozott tapasztalatok alapján vonták meg.

1.1. táblázat. A geomágneses pulzációk morfológiai osztályozása

Típus	Periódus	Frekvencia
Pc1	0.2 s – 5 s	200 mHz – 5 Hz
Pc2	5 s – 10 s	100 mHz – 200 mHz
Pc3	10 s – 45 s	22 mHz – 100 mHz
Pc4	45 s – 150 s	7 mHz – 22 mHz
Pc5	150 s – 600 s	1 mHz – 7 mHz

Típus	Periódus	Frekvencia
Pi1	1 s – 40 s	25 mHz – 1 Hz
Pi2	40 s – 150 s	7 mHz – 25 mHz

Szűkebb témámnak a nappali Pc3-as típusúak vizsgálatát választottam. A nappali pulzációknak ez a csoportja korán a figyelem középpontjába került. Előbb a napszélsebességgel (1960-as évek közepe), majd a bolygóközi mágneses térrel (1970-es évek) való kapcsolatukra derült fény. Részben e felismerésekre, részben a napszélben végzett hullám- és részecske-megfigyelésekre, valamint az ezek magyarázatára megalkotott elméletekre építve az 1980-as évek közepére összeállt e pulzációtípus "upstream" hullám eredetére vonatkozó többé-kevésbé koherens elmélet. Eszerint ezeket a hullámokat a napszél szuper-magnetoszonikus áramlásában a magnetoszférát mint akadályt körülölelő fejhullámról visszaverődő napszél-protonok gerjesztik egy hullám-részecske kölcsönhatás révén. Az elmélet jól magyarázza a napszéljellemzőkkel való kapcsolatok legalább egy részét, mindenekelőtt a bolygóközi mágneses tér nagysága és a Pc3-as pulzációk frekvenciája közötti kapcsolatot.

Az elmélet egykori térhódítását mi sem szemléltetheti jobban, mint az 1992-ben az ULF-kutatás eredményeit összefoglalni hivatott AGU Chapman konferencia ("Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves", Williamsburg, Virginia, USA, 1992) és az ott elhangzott előadások tematikája. A konferenciakötetben (Engebretson et al., 1994) az öt áttekintő-kutatástörténeti előadás mindegyike széles körben elfogadott elméletként hivatkozott a Pc3-as pulzációk és az upstream hullámok közötti kapcsolatra, ahogyan a közepes szélességeken észlelt Pc3-as pulzációkról írt mind a nyolc tanulmány szerzői is. Sőt, még a napszélben, a magnetoszféra előterében észlelt ULF-hullámokról, illetve ion-populációkról szóló előadások többsége is utalt erre az elméletre.

A fenti *unisono* után igen meglepő a témában megrendezett következő Chapman konferencia 2006-ban megjelent kötete, melynek címe: "Magnetospheric ULF waves: synthesis and new directions" (Takahashi et al., 2006). Ugyanis sem a történeti bevezetőt megíró Fraser, sem a kutatástörténeti áttekintés megírására felkért Kivelson nem tett említést a nappali Pc3-as pulzációk lehetséges upstream eredetéről. Ez annál inkább furcsa, mert Kivelson a pulzációkutatást a kezdetektől áttekintve, mondandóját éppen a pulzációkat keltő lehetséges mechanizmusok szerint rendezte, az egyes mechanizmusokra vonatkozó eredmények számba-

vételével. Az upstream eredetet alátámasztó eredményeket viszont egyszerűen ignorálta, s helyébe saját elméletét, az üregrezonanciák lehetséges szerepét állította. Annak ellenére is, hogy mint elismeri: "Although analysis has been extensive and most entertaining, the observational evidence for the global mode resonance ... remains limited" (Kivelson, 2006, 14. o.). E megállapítása máig érvényes. Ám nemcsak Kivelson került az upstream hullámok emlegetését, a vaskos kötetben mindössze egyetlen cikkben találtam rájuk utalást.

Hogy mi történt 1994 és 2006, azaz a két kötet megjelenése között, azt csak sejteni lehet. A szerzők egy része egyszerűen új témák felé fordult, mint pl. a nagy energiájú részecskék ULF-hullámok általi gyorsítása, más bolygókon mért ULF-hullámok értelmezése, stb. Az egyik "legnépszerűbb" kutatási téma akkoriban az erővonal-rezonanciák kutatása, a velük kapcsolatos módszerfejlesztés lett. Bár a jelenségre vonatkozó alapvető elméleti munkák már az 1960-as, 1970-es években megszülettek, a kutatásnak a Waters 1991-ben publikált, az erővonal-rezonanciák azonosítását a gyakorlatban lehetővé tévő fázis-gradiens módszere adott igazi lendületet.

Minthogy az erővonal-rezonanciák létét ekkor már nem kérdőjelezte meg senki, arra is választ kellett keresni, hogy milyen forrásokból táplálkozik e rezonanciák energiája. Közepes szélességeken az upstream hullámok szolgáltatják a legkézenfekvőbb magyarázatot. Az upstream elmélet elvetésével keletkező űrt be kellett tölteni. Kivelson az erővonal-rezonanciák forrását az üregrezonanciákban vélte megtalálni. Első cikkét e témában 1985-ben tette közzé. Az új ötlet elsősorban az MHD-modell-fejlesztők, illetve a pulzációkat magasabb szélességen kutatók között lett népszerű, a modellek az üregrezonanciák és az erővonal-rezonanciák közötti csatolást sikerrel magyarázták. Az eredmények először a plazmapauzán kívüli erővonal-rezonanciák magyarázatában bizonyultak sikeresnek, itt a rezonáns frekvencia azonban nem a Pc3-as, hanem sokkal inkább a Pc5-ös, Pc4-es sávba esik. Később azonban a plazmaszféra-üregrezonancia modellek már a Pc3-as sávba eső üregrezonancia harmonikusokat jósoltak. A jelenséget azonban nem sikerült tényleges megfigyelésekből kétséget kizáróan azonosítani, a számos próbálkozás ellenére sem. Ez a modellek további finomításához (pl. virtuális mód) vezetett.

Másrészről az upstream eredet és a kezdeti MHD-modellek összebékítésével kapcsolatban is adódtak nehézségek. Először is a fejhullámon, a mágneses hüvelyen, illetve a magnetopauzán való áthaladást leíró elméletek hiányoztak (és hiányoznak még ma is). Másrészt, amint arra éppen az üregrezonancia-modellek mutattak rá, a magnetoszféra legmélye az ULF-hullámok számára átjárhatatlan: a Föld felé tartó ULF-hullámok egy kritikus pontnál nem terjedhetnek tovább, hanem visszaverődnek (éppen ez a frekvencia-függő határfelület lenne az üregrezonanciák rezonáns üregének belső határfelülete). Azaz az upstream eredetű hullámok nem érhetik el az ionoszférát, sőt a közepes szélességen kiinduló erővonalakat sem, így azokat nem is gerjeszthetik. A kezdetleges modelleken alapuló számítások azonban

pontatlanok voltak, egyes újabb modellek alapján ezek a hullámok jóval mélyebbre hatolnak be a magnetoszférába, s terük a visszaverődési ponton túlra is behatol, elenyésző (evanesz-cens) hullámként. Így az upstream eredetű hullámok akár az ionoszféráig is lejuthatnak. Eredményeink is ezt támasztják alá.

A fentiekből következően az upstream hullámok kutatása nem tartozott a felkapott témák közé, amikor kutatásukba bekapcsolódtam. Maradtak azonban olyan műhelyek (pl. Newcastle, Ausztália; L'Aquila, Olaszország vagy éppen Sopron), ahonnan továbbra is kerültek ki az upstream hullámokat is érintő tanulmányok.

Az ULF-hullámok kutatásáról legutóbb 2011-ben jelent meg összefoglaló tanulmány Fred Menk tollából (Menk, 2011). Ebben az upstream hullámok mint a nappali Pc3-as pulzációk forrásai már ismét szerepelnek, részben a mi eredményeinkre való hivatkozásokkal.

A dolgozat felépítése a következő: A 2-4. fejezetek bevezető jellegűek, az 5. fejezet a felhasznált adatokat és az alkalmazott módszereket ismerteti, míg saját eredményeimet a 6-10. fejezetekben tárgyalom. A 2. fejezet a Föld plazma-környezetére vonatkozó, témám szempontjából releváns alapismereteket foglalja össze. A 3. fejezet a nappali magnetoszférában előforduló ULF-hullámok magneto-hidrodinamikai leírását adja, majd a 4. fejezet az ULF-hullámokra vonatkozó korábbi megfigyeléseket és az azokból levont tanulságokat ismerteti, különös tekintettel a Pc3-as pulzációkra. A felhasznált adatok és az alkalmazott módszerek rövid ismertetése (5. fejezet) után következik saját eredményeim tárgyalása. A 6. fejezetben a nappali Pc3-as pulzációknak a napszél-paraméterekkel, különösen a napszél-sűrűséggel és a bolygóközi térállást jellemző kúpszöggel való kapcsolatát vizsgálom. A 7. fejezet két foreshockban észlelt ULF-eseményt és az egyidejű földi észleléseket veti egybe. Ezután az upstream eredetű hullámokra vonatkozó egyik gyakran idézett elképzelést igyekszem cáfolni. A 8. fejezet az alacsony földpályán keringő CHAMP műholdnak az upstream eredetű pulzációkra vonatkozó észleléseit elemzi. A 9. fejezet pedig a CHAMP-nek az erővonal-rezonanciákhoz köthető megfigyeléseit tárgyalja. Végül a 10. fejezet saját eredményeim, téziseim összefoglalása.

2. fejezet

A Föld mágneses plazmakörnyezete

A plazmaállapot mint az anyag negyedik halmazállapota az anyag leggyakoribb állapota az Univerzumban. A plazmát részben vagy egészében, töltött, szabad részecskék alkotják. A gázok ionizációja magas hőmérsékleten vagy ionizáló sugárzás hatására fokozatosan megy végbe. Az ionizáció eredményeként a semleges gáزرészecskék mellett pozitív ionok és negatív elektronok jelennek meg. A plazma viselkedése erősen függ az ionizáció fokától.

Megadható egy olyan küszöbérték, amelynél kisebb térskálákon a töltött részecskék közötti Coulomb-erő dominál, míg az ennél nagyobb térskálákon az ellentett töltéshordozók Coulomb-potenciálja már leárnyékolja egymás hatását. Ez a küszöbérték az ún. *Debye-hossz*. Stacionárius plazmában az ennél nagyobb térskálákon az ellentétes töltésű töltéshordozók száma közel azonos, azaz a plazma makroszkopikusan semlegesnek mutatkozik (*kvázi-neutralitás*).

Amikor a plazma kvázi-neutralitása külső hatásra sérül, a fellépő Coulomb-erők az ionoknál mozgékonyabb elektronokat gyorsítva igyekeznek visszaállítani a plazma kvázi-neutralitását. Az elektronok tehetetlenségük folytán túllendülnek az egyensúlyi helyzetükön, és az ionok körül oda-vissza rezegni kezdenek. Az elektronoknak ezt a rezgését *plazmarezgésnek* nevezzük. A *plazmafrekvencia*, ω_{pe} a plazma sűrűségének a függvénye, annak négyzetgyökével arányos.

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (2.1)$$

ahol n_e az elektronsűrűség, e illetve m_e az elektron töltése illetve tömege, ϵ_0 pedig a vákuum permittivitása.

A részecskék mozgását plazmában a Coulomb- és a Lorentz-erőn keresztül alapvetően a jelenlévő elektromágneses terek határozzák meg, miközben a részecskék maguk is forrásai e tereknek. Lényeges még az elektromos és mágneses terek közötti csatolás (Maxwell-egyenletek).

A plazma tulajdonságai jelentősen megváltoznak, ha a plazmát mágneses tér hatja át.

A mágnesezett plazmában mindig van egy kitüntetett irány, az előmágnesező tér iránya. Állandó mágneses térben, elektromos tér hiányában a töltött részecske mágneses térre merőleges mozgását leíró mozgásegyenlete egy forgómozgás egyenletévé egyszerűsödik. Innen a forgómozgás körfrekvenciája (Ω_g : girofrekvencia vagy ciklotron-frekvencia)

$$\Omega_g = \frac{qB}{m}, \quad (2.2)$$

ahol q illetve m a részecske töltése és tömege, B pedig az előmágnesező tér (indukció) nagysága. Amennyiben a részecskének a mágneses térrel párhuzamos sebesség-összetevője ($v_{\parallel} \neq 0$) is van, a körmozgás helyett csavarmozgást kapunk. A menetemelkedés szöge, α a pályaelem és a B mágneses tér közötti hajlásszög:

$$\alpha = \arctan \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right) \quad (2.3)$$

A plazmában a töltött részecskék az elektromos és mágneses terek hatására különböző drift-mozgásokat is végeznek. A driftek egy csoportja elektromos tér jelenlétében lép fel (ún. elektromos driftek). Elektrosztatikus esetben a töltött részecske mozgásegyenletének megoldása a mágneses térre merőleges komponensben megjelenő giromozgás mellett egy, mind a mágneses, mind az elektromos térre merőleges, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ irányú drift is feltűnik.

$$\mathbf{v}_E = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} \quad (2.4)$$

Időben lassan változó elektromos tér jelenlétében a mozgásegyenletből egy újabb drift-tag is levezethető, az ún. polarizációs drift:

$$\mathbf{v}_P = \frac{1}{\Omega_g B} \frac{d\mathbf{E}_{\perp}}{dt}, \quad (2.5)$$

további elektromos drift-típusok vezethetők le az inhomogén térben mozgó (pl. driftelő) részecskék, valamint időben és térben gyorsan változó terek esetében. De a mágneses tér térbeli inhomogenitásai és az elektromos tér megzavarásán keresztül ($\partial \mathbf{B} / dt = -\nabla \times \mathbf{E}$) a mágneses tér időbeli változásai is driftre készítetik a plazmarészecskéket. A mágneses gradiens jelenlétében tapasztalható *gradiens-drift* mind a mágneses térre, mind annak gradiensvektorára merőleges irányú, nagysága pedig arányos a részecske mozgási energiájának a mágneses térre merőleges összetevőjével. Görbült mágneses térben a mágneses térre és annak görbületére merőleges ún. *görbületi drift* lép fel, amelynek nagysága viszont a részecske mozgási energiájának a mágneses térrel párhuzamos összetevőjével arányos. Az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -drift kivételével valamennyi itt tárgyalt drift közös jellemzője, hogy irányuk függ a plazmarészecske töltésének előjelétől, azaz elektronokra és ionokra ellentétes irányú. Ez egyúttal azt jelenti, hogy ezek a driftek áramokat hoznak létre. Az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift ellenben egyformán hat a plazma minden töltött részecskéjére, s a plazma együttes sodródását eredményezi.

A plazma szabad részecskéi rendezetlen mozgásuk során újra és újra ütköznek egymással. Két ütközés között eltelő átlagos időtartam, az ún. *ütközési idő* a hőmérséklet és a részecskesűrűség függvénye. Amennyiben a vizsgált plazmafolyamatok a karakterisztikus ütközési időknél jelentősen rövidebb időskálán mennek végbe, a plazma *ütközésmentesnek* tekinthető. Az *ütközéses* plazmákban az ütközések gyakorisága elegendően nagy ahhoz, hogy a plazma viselkedését jelentősen befolyásolja. A részlegesen ionizált plazmákban a ütközések zöme a töltött és a semleges részecskék között zajlik, itt a Coulomb-erő nem játszik szerepet, az ütközések egyszerű ütközésekként írhatók le. A semleges ütközési gyakoriság (ν_n) a semleges részecskék sűrűségével, a hatáskeresztmetszettel és a töltött részecskék átlagsebességével arányos. Teljesen ionizált plazmákban az ütközések jellege egészen más. Itt a közeledő részecskék Coulomb-terükön keresztül lépnek kölcsönhatásba. A kölcsönhatás már az atomsugarat sokszorosan meghaladó távolságokon létrejön, így a hatáskeresztmetszet is a sokszorosára nő. Egyébként az elektronok és ionok közötti ütközési gyakoriság (ν_{ei}) a semlegeshez hasonlóan írható fel.

Ütközésmentes, tehát jól vezető plazmában a mágneses tér mintegy "belefagy" a hideg plazmába, azaz az áramló plazma a mágneses indukcióvonalakat magával sodorja, és viszont, a külső erők hatására elmozduló indukció-vonalak a "rájuk fagyott" plazmával együtt mozognak. Erre a jelenségre a *befagyás tételeként* szokás hivatkozni.

2.1. A napszél és a bolygóközi mágneses tér

A bolygóközi térben alapvetően két koordináta-rendszert fogunk használni. Az első a geocentrikus-ekliptikus koordináta-rendszer, rövidítve GSE (Geocentric Solar Ecliptic System). Ennek x -tengelye a Föld középpontjából a Nap felé mutat, az y -tengely az ekliptika síkjában az alkonyati oldal felé, a z -tengely pedig mindkettőre merőleges, úgy, hogy az xyz hármas jobbsodrású legyen. A Nap-Föld fizikai kapcsolatok vizsgálatában sokszor hasznosabb a geocentrikus-szoláris-magnetoszférikus, röviden GSM (Geocentric Solar Magnetospheric) rendszer használata. Az x -tengely ugyanaz, mint GSE rendszerben. Az y -tengely mind erre, mind a Föld dipóltengelyére merőleges, végül a z -tengely egészíti ki jobbsodrású ortogonális rendszerré. A Föld dipóltengelye mindig az xz -síkba esik.

A napszél a bolygóközi térbe kiterjedő napkorona. Maga a napkorona mintegy 1 millió Kelvines hőmérsékletéből következően a röntgen, UV, EUV és gamma tartományban sugároz. Hogy a Napból nemcsak sugárzás, de folyamatos részecskeáram is indul, azt Parker vezette le 1958-ban, a helioszférára felírt megmaradási tételekből és határfeltételekből. Megmutatta, hogy a Nap atmoszférája nem lehet hidrosztatikus egyensúlyban, szükségszerűen tágulnia kell. Elgondolását 1959-ben a szovjet Luna 1,2 műholdak, majd 1962-ben a Vénusz felé tartó amerikai Mariner 2 mérései igazolták. A napszélsébség módusza a Föld közelében majd

400 km/s. Ezzel a sebességgel valamivel több mint 4 nap alatt teszi meg a Nap-Föld közötti távolságot. Zömmel protonok és elektronok alkotják, de mintegy négy százaléknyi hélium-ion és kisebb mennyiségben nehezebb ionok is találhatók benne. Átlagos sűrűsége 4 proton/cm³.

A napszél sebessége tág határok, hozzávetőleg 200-1500 km/s között váltakozik. Ritka eseményektől eltekintve *szuperszonikus*. Sebességeloszlása sem időben sem térben nem egyenletes. A napszél forrása, a gyorsítás mechanizmusa ma is intenzív kutatás tárgya. Régióta ismeretes (1973 Skylab koronamegfigyelései + Vela és Pioneer VI napszél mérései), hogy az ún. gyors napszél (500 km/s felett) forrásai a *koronalyukak*, azaz a napkorona viszonylag alacsonyabb hőmérsékletű területei (Krieger et al, 1973). Innen a plazma a nyitott, azonos polaritású indukcióvonalak mentén gyorsítva hagyja el a koronát. A koronalyukak viszonylag hosszabb élettartama és a Nap forgása következtében a Nappal együtt forgó (korotáló) gyors napszélnyalábok úgy 27 naponként visszatérően érik el bolygónkat.

A napfoltokban az erős, mágneses hurkokban záródó indukcióvonalak fogva tartják a hozzájuk kötött plazmát, azaz innen nem fújhat a napszél. A lassú napszél a koronalyukak és a napfoltok közötti térrészekről indul el, s a koronában kifelé haladva a zárt indukcióvonalakat körülfolyló ún. *streamerek* (szalagok) mentén halad.

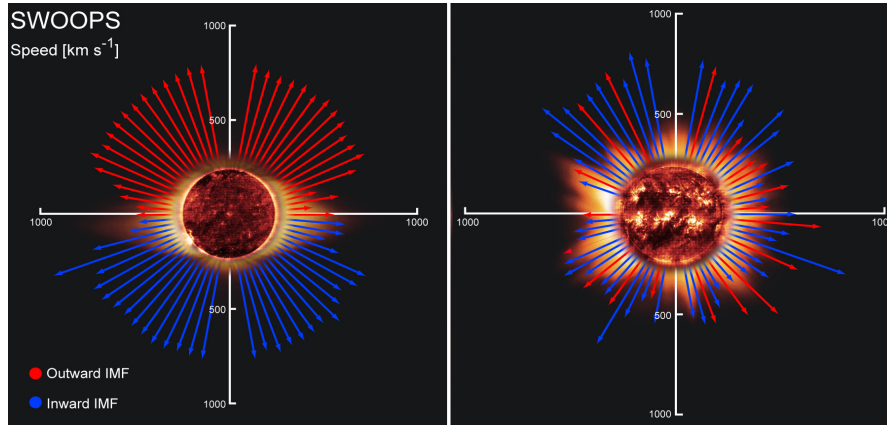
Gyors napszél alkalomszerűen, különösen a napfoltmaximumok körül előforduló *napkitörések* során az ún. *aktív vidékekről* is kiindulhat. A napkitörés tulajdonképpen egy jelenségcsoport összefoglaló neve. Jelenségei közül itt az elsősorban sugárzási tartományban megnyilvánuló, de nagy energiájú részecskenyalábot is elindító ún. *flereket*, valamint a gyors napszelet indukáló *koronakidobódást* (CME - coronal mass ejection) említem. Ezek általában, de nem szükségszerűen, együtt jelentkeznak. A fler a Nap atmoszférája egy részének percek alatt lecsengő hirtelen felfényesedése. A felfényesedés az ionizáló sugárzás növekedését is jelenti, hatása a Földre fénysebességgel, azaz mintegy 8 perc alatt ér le, és elsősorban az ionosféra ionizációs fokának megemelkedésében, illetve ennek geomágneses hatásában jelentkezik. A koronakidobódás viszont csak akkor *geoeffektív*, ha a kilökött *plazmafelhő* legalább részlegesen a Föld felé indul el. Sebességétől függően 1-2 nap alatt, extrém esetben még ennél is hamarabb elérheti a Földet.

A napszél a belefagyott mágneses teret is magával hordozza. Az ún. bolygóközi mágneses tér (IMF - interplanetary magnetic field) a Nap mágneses terének része, a Napból kiinduló nyitott indukcióvonalak alkotják. A bolygóközi mágneses tér nagysága a Földnél átlagosan 5-6 nT. A napszélbe fagyott, a Napnál még radiális irányú indukcióvonalak a Nap forgása következtében lassan felcsavarodnak, nyugodt időszakban, egyenletes napszéláramlás mellett spirálkarokat formáznak. A Nap közelében még alapvetően radiális térszerkezet mindinkább toroidálissá válik. A Nap forgásából eredő egyenlítői szögsebesség $\omega_s \approx 2\pi/27 \text{ nap}^{-1}$, amely 1 AU, azaz közel $R = 149,598$ millió km távolságban $\omega_s R \approx 403 \text{ km/s}$ kerületi sebességnek felel meg. Ez megegyezik az átlagos radiális sebességkomponenssel, így a bolygóközi mágneses tér

iránya a Földnél átlagosan $\alpha = \arctan(\omega_s R / v_{sw}) \approx 45^\circ$ -os szöget zár be a Nap-Föld tengellyel az ekliptika síkjában. A valóságban azonban ez az irány is nagy változatosságot mutat.

A geomágneses pulzációk aktivitása szempontjából különös jelentőséggel bír az ún. *kúp-szög*, amelyet a bolygóközi mágneses tér irányának a Nap-Föld tengellyel (de nem feltétlenül az ekliptika síkjában) bezárt szögeként definiálunk: $\vartheta_{Bx} = \arccos(|B_x^{GSM}| / B_{IMF})$. Az *óraszög* a bolygóközi mágneses tér Nap-Föld tengelyre merőleges komponensének a GSM rendszer z -tengelyével bezárt, az y -tengely irányában mért szöge: $\zeta = \arctan(B_y^{GSM} / B_z^{GSM})$.

A Nap mágneses tere a Nap közelében napfoltminimumok idején közelíti a legjobban a dipoláris teret, de az indukcióvonalak jelentős része nem záródik a Napon, a napszél magával húzza őket a bolygóközi térbe. A mágnesesen azonos polaritást mutató térrészeket szektoroknak nevezzük. A szektorokat egy semleges zóna, a forgó balerina-szoknyára (Alfvén hasonlata) emlékeztető helioszferikus áramlepel (HCS 'heliospheric current sheet') választja el egymástól. A napszélsébség az egyenlítő mentén alacsonyabb (átlagosan 350 km/s körüli), míg a koronalyukakban gazdagabb magasabb szélességtartományban átlagosan 750 km/s körüli sebességgel gyors napszél fúj.



2.1. ábra. A napszélsébség és a szektorok (kék/piros: befelé/kifelé mutató mágneses tér) szélesség szerinti eloszlása napfoltminimum és napfoltmaximum idején az Ulysses mérései alapján

A napfoltmaximumhoz közeledve a Nap mágneses tere és aktivitása sokrétű változáson megy keresztül. Az eredendően dipoláris jellegű tér helyett összetettebb tér alakul ki. A mágneses pólusok két napfoltminimum között fokozatosan átfordulnak. Az aktív régiók, ahol a napfoltok is megjelennek, a napfoltmaximumtól a minimum felé haladva a napi egyenlítő felé sodródnak. A koronalyukak, amelyek napfoltminimumkor csak a 30° szélesség felett

fordulnak elő, napfoltmaximumkor itt is - ott is feltűnnek. Így, sajátos módon a Nap aktivitás csökkenésével a geoeffektivitás esélye néhány évig még növekszik is, hiszen hozzánk elsősorban azok a hatások érnek el, amelyek a napi egyenlítő tájáról indulnak ki.

A naptevékenység periodikus változását röviden napciklusnak nevezzük. A napciklus követésére hagyományosan a jól mérhető, és évszázadokra visszamenőleg hozzáférhető napfoltszámot (Wolf-szám) alkalmazzák. Egy periódus hossza nagyjából 11 év, de a mágneses polaritás változásait is figyelembe véve egy teljes ciklus mintegy 22 évig tart. A napfoltciklus jellemzésére gyakran használt másik mennyiség a Nap 10,7 cm-es (2800 MHz) hullámhosszon mért sugárzási fluxusa (mértékegysége az sfu, azaz a napfluxus-egység: $10^{-22} \text{ m}^{-2}\text{Hz}^{-1}$). A 10,7 cm-es fluxus idősor a teljes úrkorszakot felöleli, az adatok 1947-től állnak rendelkezésre.

2.2. A Föld mágneses tere, a magnetoszféra alapsajátosságai

A Föld mágneses tere a Föld közelében jól közelíthető egy dipól mágneses terével. Áramok hiányában ($\text{rot}\mathbf{H} = 0$) a mágneses tér egy skalár potenciáltérrel (Φ) adható meg:

$$\mathbf{B} = -\nabla\Phi \quad (2.6)$$

Az origóba helyezett \mathbf{M}_E dipólmomentum potenciálja \mathbf{r} helyen

$$\Phi(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\mathbf{M}_E \mathbf{r}}{r^3}, \quad (2.7)$$

ahol μ_0 a vákuum permeabilitása. Poláris koordinátákkal:

$$\Phi = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{M_E \cos\vartheta}{r^2}, \quad (2.8)$$

ahol ϑ a mágneses poláris szög ($= 90^\circ - \lambda$, ahol λ a mágneses szélesség). Ezt kifejtve:

$$\mathbf{B} = -\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\hat{\mathbf{r}} + \frac{\partial\Phi}{r\partial\vartheta}\hat{\vartheta}\right) = B_{0eq} \frac{R_E^3}{r^3} (2\cos\vartheta\hat{\mathbf{r}} + \sin\vartheta\hat{\vartheta}) = \mathbf{Z} + \mathbf{H}, \quad (2.9)$$

ahol \mathbf{Z} és \mathbf{H} a vertikális, illetve a horizontális térkomponens,

$$B_{0eq} = \frac{\mu_0 M_E}{4\pi R_E^3} \quad (2.10)$$

a földfelszíni térerő értéke az egyenlítőnél, R_E pedig a földsugár ($\approx 6370 \text{ km}$). Innen a teljes térerő nagysága:

$$B = B_{0eq} \frac{R_E^3}{r^3} \sqrt{1 + 3\sin^2\lambda}, \quad (2.11)$$

A magnetoszféra-kutatásban gyakran alkalmaznak dipól koordináta-rendszereket. Az egyik legegyszerűbb a McIlwain által bevezetett rendszer. Itt az egyik koordináta éppen azt adja

meg, melyik erővonalon (azaz forgásszimmetriát tételezve, melyik mágneses héjon) vagyunk. Az erővonalat az erővonal egyenlítői (azaz legtávolabbi) pontjának a Föld közepétől földszugárban mért távolságával adja meg, ez az ún. McIlwain-paraméter, amelyet L -lel jelölünk. A másik koordináta a geomágneses szélesség.

Az erővonal definícióját megadó,

$$\frac{dr}{r d\vartheta} = \frac{Z}{H} \quad (2.12)$$

egyenlet integrálásával 2.9 figyelembevételével és a McIlwain-paraméter bevezetésével adódik:

$$r = LR_E \cos^2 \lambda. \quad (2.13)$$

Innen pedig $r = R_E$ helyettesítéssel az L -héjhoz tartozó geomágneses szélesség (λ_0) értéke:

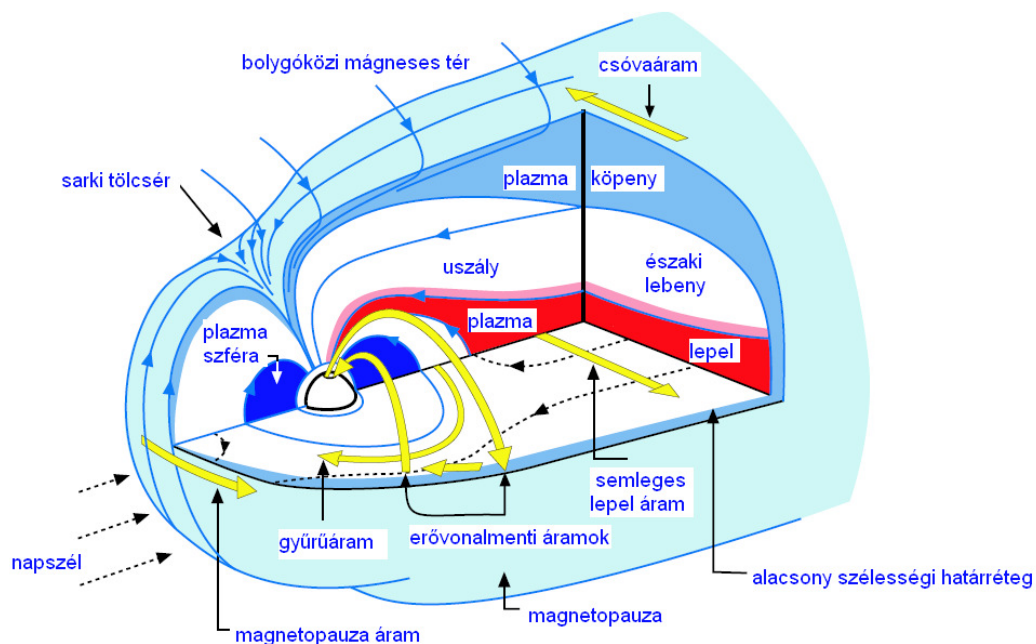
$$\cos^2 \lambda_0 = 1/L. \quad (2.14)$$

Valójában a Föld mágneses tere egy dipól terénél sokkal összetettebb. A felszín közelében a földi mágneses tér egy multipólus terével közelíthető. A nemzetközi geomágneses referenciamodell, az ún. IGRF (International Geomagnetic Reference Field), illetve ennek definitív változata a DGRF a különböző időben és helyeken mért tér (obszervatóriumok, szekuláris, terepi és műholdas mérések adatai) szferikus harmonikus sorfejtésén alapul. Az együtthatók meghatározását az IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy) 5 évenként végzi el. Egy adott epochára vonatkoztatott IGRF is csak a Föld statikus mágneses terét (alapvetően a mag-eredetű teret és a kéreg járulékát) modellezi. Legfrissebb változata az IGRF-11 az 1900-2015 közötti időszakra érvényes, és az 1945-2005 időszakra definitív.

A Földtől távolodva viszont már mind erősebben érezhető a napszél torzító hatása. A napszél a Föld mágneses terét egy véges térrészre korlátozza, ez a *magnetoszféra* (2.2 ábra). A Nap felőli oldalon a napszél kinetikus nyomása és a földmágneses tér mágneses nyomása közötti egyensúlyi állapot nyugodt esetben átlagosan mintegy 11 földszugárnyi (R_E) távolságra helyezi a Föld középpontjától a nappali magnetoszféra határát. A magnetoszférát határoló, a napszáltól elválasztó réteg a *magnetopauza*. A Nappal ellentétes, azaz a *csóva* felőli oldalon a magnetoszféra akár több száz R_E távolságra is kiterjedhet.

A magnetoszféra tényleges mágneses terét leíró empirikus modellek igen összetettek, s általában numerikus számítások során használjuk fel őket. Az utóbbi évtizedekben legelterjedtebben használt modell, a Tsyganenko-féle modell (Tsyganenko, 2002a,b), illetve annak változatai (T89, T01, stb.). Ez alapvetően egy külső tér modell, amely egy belső tér modellel (dipóltér, IGRF, stb.) kombinálva adja a magnetoszféra mágneses modelljét. A Tsyganenko-modell a magnetoszférában folyó minden alapvető áramrendszer (gyűrűáram, csóvabeli áramrendszer, magnetopauza-áramok, valamint az erővonal menti áramok nagy skálájú rendszerei) hatását tekintetbe veszi, s ennek megfelelően paraméterezhető.

A Földet mágneses tere megóvjja a napszélplazma közvetlen behatolásától. A mágneses erővonalak által eltérített töltött részecskék körülfolyják a magnetoszférát.



2.2. ábra. A magnetoszféra szerkezete (Kivelson and Russell, 1995, nyomán)

A magnetoszféra plazmája is alapvetően protonokból és elektronokból áll, emellett az ionoszférában keletkező nehezebb ionokat (He^+ , O^+) és napszél-eredetű He^{2+} ionokat is tartalmaz. A legfontosabb, egymástól elütő jellemzőkkel bíró plazmapopulációk a magnetoszféra Földdel együtt forgó, dipoláris jellegű erővonal-tartományában a "hideg" plazmát tartalmazó plazmaszféra és a nagy energiájú részecskéknek otthont adó sugárzási övek. A csóvabeli plazma a plazmalepelben koncentrálódik. A plazmaleplet átjáró mágneses indukció-vonalak talppontjai a sarkifény-övezet éjszakai oldalán találhatók. A lepel átlagos plazmasűrűsége $N_p \approx 0,5 \text{ cm}^{-3}$, jellemző mágneses tere $B \approx 10 \text{ nT}$. A lepel felett és alatt helyezkedik el a két plazmalebeny, melynek sűrűsége nagyságrendekkel kisebb ($N_p \approx 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$), míg mágneses tere valamivel nagyobb ($B \approx 30 \text{ nT}$).

2.3. A magnepauzától a foreshockig

2.3.1. A magnetopauza

A magnetopauza orrának (szubszoláris pont) a Földtől mért távolságát legegyszerűbben a napszél dinamikus nyomása és a dipóltérrel közelített geomágneses tér mágneses nyomása közötti egyensúlyból becsülhető meg. Ugyanis, míg a napszélben mind a termikus, mind a mágneses nyomás elhanyagolható, a magnetopauzán belül a termikus mellett éppen a dinamikus nyomás hanyagolható el, s a mágneses nyomás dominál. A magnetoszféra által a mágneses hüvely plazmájára gyakorolt mágneses nyomás (p_B):

$$p_B = \frac{B_{mp}^2}{2\mu_0}, \quad (2.15)$$

ahol B_{mp} a magnetopauza orránál mért mágneses térerősség. Dipóltér esetén, ha a földfelszínen az egyenlítőnél a mágneses térerősség B_{0eq} (lásd 2.10), akkor a magnetopauzánál, azaz R_{mp} geocentrikus távolságban a köbös csökkenés miatt $B_{0eq} \left(\frac{R_E}{R_{mp}}\right)^3$ lenne. A napszél jelenlétében azonban a magnetopauzán kívül a Föld mágneses tere már nem érzékelhető. A magnetoszféráról visszaverődő napszél részecskék ugyanis visszaverődésük során a Lorentz-erő hatására a földi erővonalak körül egy félfordulatot tesznek, mégpedig az ellentett töltésűek ellentett irányban. Az eredmény egy, a magnetopauzán az alkonyati oldaltól a hajnali oldal felé folyó áram, a *magnetopauza-áram* vagy *Chapman-Ferraro-áram*. A létrejövő áram akkora, hogy az általa keltett mágneses tér a Föld mágneses terét a magnetopauzán kívül éppen kiegyenlítsse, vagyis itt azzal megegyező nagyságú, de ellentétes irányú. Ebből következően az áram másik oldalán, azaz közvetlenül a magnetopauzán belül a mágneses tér nagysága éppen megduplázódik. A valóságban más hatások, mindenekeelőtt a magnetoszféra egyéb áramrendszereinek hatása is érvényesül, ezért a kompresszióból adódó térerősítés nem kétszeres. Az 'a'-val jelölt kompressziós erősítési tényezőt általában empirikus úton határozzák meg. Így végül a magnetopauza orránál a magnetoszférában mért mágneses nyomás:

$$p_B^{mp} = \frac{(aB_{0eq})^2}{2\mu_0 L_{mp}^6}, \quad (2.16)$$

L_{mp} pedig a magnetopauza orrának a Föld középpontjától mért távolsága földszugár egységben.

Mindezek alapján az egyensúlyi feltétel így írható:

$$kn_{sw}m_p v_{sw}^2 = \frac{(aB_{0eq})^2}{2\mu_0 L_{mp}^6}, \quad (2.17)$$

ahol k a kölcsönhatásra jellemző dimenzió nélküli arányszám, v_{sw} a napszél sebessége, n_{sw} a napszél részecskesűrűsége, m_p a proton-tömeg. Az $n_{sw}m_p$ tömegsűrűség itt a napszélben átlá-

gosan 4%-ban jelen lévő négyszeres tömegű He-ionok figyelembevételével $n_p (1 + 4 \cdot 0,04) m_p$. Az elektronok csekély tömegüknél fogva elhanyagolhatók. A napszél-ionok tökéletesen rugalmas visszaverődése esetén a magnetopauza orrára kifejtett nyomás éppen a napszél dinamikai nyomásának kétszerese, így $k=2$ lenne. A magnetopauzára ható effektív napszélnyomás azonban ennél jóval kisebb. Közvetlenül a magnetopauza orránál a nyomás már nem is dinamikai jellegű, hiszen a lefékeződő, s a magnetoszféra körül eltérített napszél sebessége itt gyakorlatilag elenyészik (*stagnációs pont*), e pont környezetében pedig gyakorlatilag tangenciális. A magnetopauza orránál valójában a napszél dinamikai nyomásával arányos termikus és mágneses nyomás ellensúlyozza a Föld mágneses terének mágneses nyomását. A hidrodinamika egyenleteiből levezethető, hogy az áramlás divergenciájának következtében a stagnációs pontnál mérhető nyomás a napszél dinamikai nyomásánál, tipikus napszélparaméterek esetén, mintegy 11%-kal kisebb, azaz $k = 0.89$ (Kivelson and Russell, 1995). A mágneses kompressziót jellemző $a \approx 2.44$ -nek adódik (Kivelson and Russell, 1995). A magnetopauza orrtávolságára kapott becslés tehát:

$$L_{mp} = \sqrt[6]{\frac{(aB_0)^2}{2\mu_0 k n_{sw} m_p v_{sw}^2}}, \quad (2.18)$$

vagy a konstansok behelyettesítése ($B_0 = 31000$ nT) után, a n_{sw} -t a szokásos cm^{-3} és v_{sw} -t km/s egységben kifejezve:

$$L_{mp} = 107.36 \left(n_{sw} v_{sw}^2 \right)^{(-1/6)}. \quad (2.19)$$

Az űrfizikában használatos empirikus-félempirikus modellek a fenti megfontolásokon túl a bolygóközi és a földi mágneses tér között előforduló átkötődéseket is figyelembe veszik. Átkötődésre olyankor kerülhet sor, amikor a bolygóközi térnek a földi dipóltengellyel párhuzamos komponense a földi térrel ellentétes irányú, azaz amikor $B_{zimf}^{GSM} < 0$. Ilyenkor a magnetopauzánál lévő külső erővonalak a bolygóközi erővonalakkal átkötődve felnyílnak. A napszél a felnyílt erővonalakat a rajtuk lévő plazmával együtt a csóva felé sodorja. A folyamat a magnetoszférában mágneses viharok kialakulását kíséri és szubviharok sorozatát indítja el. A magnetopauza Földtől mért távolsága e "lehámozódás" következtében is csökken.

Az egyik legáltalánosabban használt empirikus magnetopauza-modell a Shue és munkatársai által 1997-ben kidolgozott (Shue et al., 1997), majd később továbbfejlesztett (Shue et al., 1998) modell. Ebben a magnetopauza orrának geocentrikus távolságát kifejező egyenlet:

$$L_{mp} = \left\{ 10,22 + 1,29 \tanh \left[0,184 \left(B_{zimf}^{GSM} + 8,14 \right) \right] \right\} \left(10^9 n_{sw} m_p v_{sw}^2 \right)^{\frac{-1}{6,6}}, \quad (2.20)$$

ahová B_{zimf}^{GSM} nT-ban, n_{sw} -t cm^{-3} és v_{sw} -t km/s egységben kell behelyettesíteni.

A magnetopauza alakját, azaz a Földtől a Nap-zenitszög (χ_s) függvényében fűldsugárban mért távolságát az

$$L = L_{mp} \left(\frac{2}{1 + \cos \chi_s} \right)^\alpha \quad (2.21)$$

egyenlet írja le. A magnetopauza ebben a modellben az x -tengely körül forgás-szimmetrikus. A formulában α egy, a napszél dinamikai nyomásától (p_{dyn} nPa egységben megadva) és B_{zimf}^{GSM} -től (nT-ban) függő, empirikusan meghatározott kitevő:

$$\alpha = (0,58 - 0,007 B_{zimf}^{GSM}) [1 + 0,024 \ln(p_{dyn})]. \quad (2.22)$$

Az eredeti Shue et al. modell a $-18 \text{ nT} < B_{zimf}^{GSM} < 15 \text{ nT}$, illetve a $0,5 \text{ nPa} < p_{dyn} < 8,5 \text{ nPa}$ tartományban volt érvényes. A továbbfejlesztett modell érvényességi határai a közleményben nincsenek megadva, de az illusztrációkról leolvasható, hogy a szerző a $-20 \text{ nT} < B_{zimf}^{GSM} < 20 \text{ nT}$, illetve a $0,5 \text{ nPa} < p_{dyn} < 60 \text{ nPa}$ tartományban alkalmazta.

2.3.2. Az ívelt fejhullám

A szuperszonikus napszélben a Föld mint akadály előtt egy állóhullám alakul ki, a hajók orrá-nál képződő fejhullámhoz hasonlatosan. Ilyen nemlineáris lökeshullámok akkor jönnek létre, amikor az áramlás sebessége meghaladja a közegbeli hangsebességet, azaz a közegben terjedő (lineáris) nyomáshullámok sebességét. A nemlineáris lökeshullám kialakulása szükségszerű, hogy az áramló folyadékot az akadály útjából kitérítse. A szuperszonikus napszél a Föld-nek, pontosabban a földi mágneses mezőnek ütközve lefékeződik, szubszonikussá válik. A lefékeződés helyén kialakuló jellegzetes, paraboloid jellegű lökeshullám az ún. *ívelt fejhullám* (bow shock - BS).

Közönséges folyadékokban a nyomáshullám terjedési sebessége a jól ismert határsebesség a *hangsebesség* (v_s), s a lökeshullám szuperszonikus ($v > v_s$) áramlás esetén alakul ki.

$$v_s = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma \frac{k_B T}{m_p}}, \quad (2.23)$$

ahol p a nyomás, ρ a sűrűség, T a hőmérséklet, $\gamma = 5/3$ a polytropikus index, k_B pedig a Boltzmann-állandó.

A mágneses nyomásból (p_B) levezethetően egy "mágneses hangsebesség", az ún. *Alfvén-sebesség* (v_A) is definiálható. Az Alfvén-sebesség jelentőségéről később még lesz szó.

$$v_A = \sqrt{2 \frac{p_B}{\rho}} = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}} \quad (2.24)$$

A plazmában a lökeshullámok kialakulásában az ún. *magnetoszonikus sebesség* játszik szerepet:

$$v_{ms} = \sqrt{v_s^2 + v_A^2} \quad (2.25)$$

A háromféle sebességhez a napszélben három Mach-szám is definiálható, amelyek a napszélsébség és a megfelelő hullámok terjedési sebességének viszonyszámai, azaz a *szonikus*, az *Alfvén* és a *magnetoszonikus Mach-szám*, melyek rendre:

$$M_s = \frac{v_{sw}}{v_s}, \quad (2.26)$$

$$M_A = \frac{v_{sw}}{v_A}, \quad (2.27)$$

$$M_{ms} = \frac{v_{sw}}{v_{ms}}. \quad (2.28)$$

Minthogy a lökeshullám létrejötte szempontjából csak az áramlási sebességnek a lökeshullámfrontra merőleges összetevője számít, a fejhullám orrától eltávolodva a normális Mach-szám értékével kell számolni.

$$M^*_{ms} = \frac{v_{ms}}{v_{sw} \cos \vartheta_{xn}}, \quad (2.29)$$

ahol ϑ_{xn} a fejhullám normálisának a Föld-Nap tengellyel bezárt szöge. A fejhullám térbeli kiterjedésének a $M^*_{ms} > 1$ feltétel szab határt. Átlagos esetben ($M_{ms} \approx 8$) a fejhullám $\vartheta_{xn} \approx 83^\circ$ -ig észlelhető.

Az ívelt fejhullám leírására is több empirikus modell van használatban. A fejhullám orrának geocentrikus távolsága mindegyikben legalábbis a magnetoszonikus Mach-számnak és az akadály (itt a magnetopauza) helyzetének, továbbá esetleg alakjának a függvénye. Nagyobb Mach-szám esetén a fejhullám közelebb kerül a magnetopauzához és "keskenyebbé" válik.

Az ívelt fejhullám orrának pozícióját megadó egyik legelterjedtebben használt modell a Farris-Russell-féle modell (Farris and Russell, 1994). Eszerint:

$$L_{bs} = L_{mp} \left[1 + 1,1 \frac{(\gamma - 1) M_{ms}^2 + 2}{(\gamma + 1) (M_{ms}^2 - 1)} \right], \quad (2.30)$$

ahol L_{bs} a fejhullám geocentrikus távolsága földsugár egységben. A modell $M_{ms} = 1$ esetére a fejhullám távolságát végtelennek adja.

A földi fejhullám alakja $X > -40 R_E$ esetén igen jól közelíthető egy parabolával (Cairns et al., 1995):

$$X = L_{bs} - b_s (Y^2 + Z^2), \quad (2.31)$$

itt b_s a parabola "kiöblösödését" jellemző paraméter.

$$b_s = 0,0223 \left(\frac{p_{sw}}{1,8} \right)^{1/6}. \quad (2.32)$$

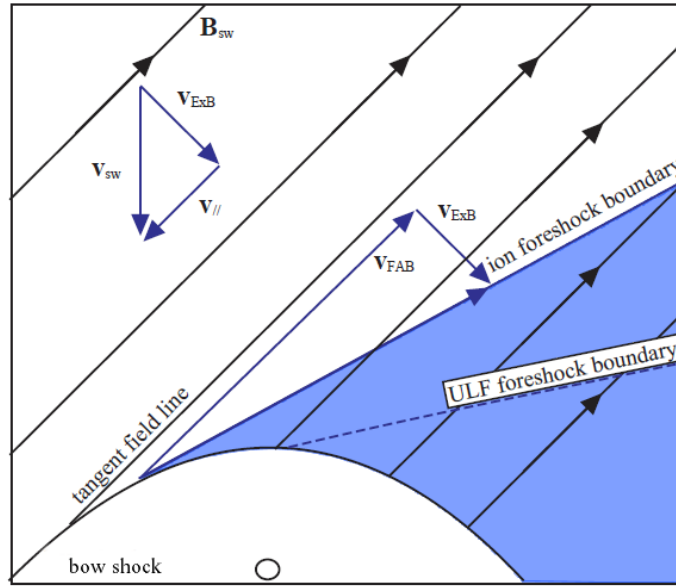
A pontosabb, az $X < -40 R_E$ tartományban is érvényes modellben (Bennett et al., 1997) a fejhullám nem paraboloid, hanem egy a parabola excentricitását ($\epsilon = 1$) átlagos esetben alig valamivel meghaladó, $\epsilon = 1,02$ excentricitású hiperboloid. Változó napszéldinamika mellett a hiperbola szárai aszimptotikusan a Mach-kúp száraihoz tartanak, azaz a hiperbola aszimptotáinak az x-tengellyel bezárt szöge $\alpha = \arcsin(1/M_{ms})$.

2.3.3. A foreshock

Az ívelt fejhullám napszél felőli oldala az ún. *upstream térség*. A bolygóközi mágneses tér az ívelt fejhullám különböző területeit más és más szögben metszi. A fejhullám normálisa és a bolygóközi mágneses tér által bezárt szög, ϑ_{Bn} alapján a fejhullám felületén *kvázi-párhuzamos* ($0^\circ < \vartheta_{Bn} < 45^\circ$) és *kvázi-merőleges* ($45^\circ < \vartheta_{Bn} < 90^\circ$) területeket különböztetünk meg. A kvázi-párhuzamos területekről visszaszóródó napszél-ionok a mágneses erővonalak mentén csavarmozgást végezve kijutnak az upstream térségbe, míg a kvázi-merőleges területen visszafordított ionok giromozgásuk első ciklusa alatt fogságba esnek a mágneses hüvelyben. A visszafordított részecskék abban a térrészben találhatók, amelyeket mágneses erővonalak kötnek az ívelt fejhullám felületéhez (lásd 2.3 ábra), ez az ún. *foreshock* (a fejhullám előtti tartomány). A foreshock tartomány upstream határát tehát a fejhullámot érintő mágneses erővonalak alkotta, ún. tangenciális felület jelöli ki. A visszafordított elektronok és ionok ennél a határfelületnél csak valamivel beljebb észlelhetők, ugyanis a bolygóközi konvektív elektomos tér ($\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{sw} \times \mathbf{B}_{imf}$) hatására fellépő $\mathbf{E} \times \mathbf{B}_{imf}$ elektromos drift a Bv sík mentén mind az elektronokat, mind az ionokat a fejhullám felé tereli. Az *elektron-foreshock* határa, melyet a legnagyobb energiájú elszökő elektronok jelölnek ki, igen közel esik a foreshockot határoló tangenciális felülethez. Az elektronokhoz képest lomhább visszaszórt ionokat a drift a foreshock mélyebb rétegeiben, az *ion-foreshockban* tartja (2.3 ábra).

A kvázi-párhuzamos és a kvázi-merőleges tartományok határát pontosabb, az aberrációt (a fejhullám forgás-szimmetria tengelyének a Nap-Föld tengelytől való a Föld keringési sebessége és a napszélssebesség által meghatározott eltérése) és a nem rugalmas visszaverődést is figyelembe vevő megfontolások, valamint mérések alapján ott jelölték ki, ahol a fejhullámon mért lokális $\vartheta_{Bn} = 51^\circ$ (Greenstadt, 1991). A 45° -tól való eltérésből a Föld keringéséből származó, a napszélssebességtől függő aberráció egymaga $1,5^\circ - 7^\circ$ -ot (átlagosan kb. 4° -ot) magyaráz, azaz a napszél a szubszoláris ponthoz képest ennyivel keletebbre éri el a magnetoszféra határát, a teljes magnetoszféra is ennyivel fordul keletre.

Az ion-foreshockban a helyi ϑ_{Bn} értéke szerint három ion-populációt szokás megkülönböztetni. Kívülről befelé haladva: az *ion-nyaláb jellegű*, az *átmeneti és/vagy giromozgást végző*, valamint a *diffúz* ion-populációt (Le and Russell, 1994). A visszafordított plazma a beérkező napszéllel kölcsönhatva különböző hullám-részecske instabilitások révén számos típusú hullámot hoz létre. Az elektron-foreshockban az elektron-plazmafrekvencián figyelhetők meg az



2.3. ábra. Az upstream tartomány, az ion- és az ULF-foreshock átlagos IMF térállás ($\vartheta_{Bx} = 45^\circ$) esetén (Eastwood et al., 2005)

elektrosztatikus Langmuir plazmarezgések, és az ún. 1 Hz-es whistlerek. Az ULF-hullámok legtöbb típusa azonban az ion-foreshockban, a megfigyelések szerint még ennél is beljebb, csak az ún. *ULF-foreshock*ban (2.3 ábra) észlelhető (Le and Russell, 1994). Az ion-foreshock határa a fejhullámon ott van, ahol $\vartheta_{Bn} = 50^\circ$. A ϑ_{Bn} függvényében a foreshockban észlelhető ULF-hullámok típusa is változik. Legkívül figyelhetők meg a viszonylag nagy amplitúdójú szinuszoid-jellegű, átlagosan 30 s periódusú hullámok. A fejhullámhoz közelítve ezek a hullámok mind erősebben kompressziós formában jelennek meg, míg végül lökéshullám-szerű hullámformákká, ún. "shocklet"-ekké torzulnak. A shockletekkel együtt gyakran magasabb frekvenciás diszkrét hullámcsomagok is megjelennek (Le and Russell, 1994).

2.3.4. A mágneses hüvely

Az ívelt fejhullám és a magnetopauza közötti térrész az ún. *mágneses hüvely* vagy *mágneses burok*. Ebben a tartományban a napszél sebessége szuperszonikusról szubszonikusra csökken, a magnetopauza orránál, a stagnációs pontban közel nullának vehető. A lefékeződő napszélplazma a magnetoszféra elől kitérve a hüvelyben mintegy körbefolyja azt. Az áramlás itt erőteljesen turbulens. A plazma sűrűsége a napszél sűrűségének 2-4-szerese, átlagosan 20 cm^{-3} . A sűrűség tipikus esetben, az orr környékét kivéve, a fejhullámtól a magnetopauza

felé haladva csökken. A mágneses tér nagysága is megnégyszereződik, iránya ugyanekkor a kezdeti iránytól, azaz az IMF irányától a magnetopauzához közelítve mindinkább elfordul, a magnetoszféra hajnali és alkonyati oldalán már a magnetopauzával közel párhuzamos. A mágneses erővonalak sűrűsödésének egyik fontos következménye a mágneses nyomás megemelkedése. A mágneses hüvely napszél-eredetű plazmája mágneses viharok során, a külső erővonalak felnyílásának következtében közvetlenül is bejuthat a magnetoszférába. A hüvelybeli plazma a nappali oldalon a sarki tölcsérekén keresztül nyugodt időszakban is közvetlenül az ionoszféráig hatolhat.

2.3.5. Sarki tölcsérek

A magnetoszféra nappali és éjszakai oldala között találhatók az ún. *sarki tölcsérek*, vagy *sarki hasadékok*. Pontos helyzetük elsősorban az IMF irányának a függvénye, kiterjedésük szélességben nem több, mint egy fok (a $75^\circ - 85^\circ$ tartományban), helyi időben pedig mintegy 2 és fél óra (jellemzően valamikor 08-16 MLT között). Jelentőségüket az adja, hogy itt mind a plazma, mind a hullámok akadálytalanul juthatnak le a mágneses hüvelyből az ionoszféráig.

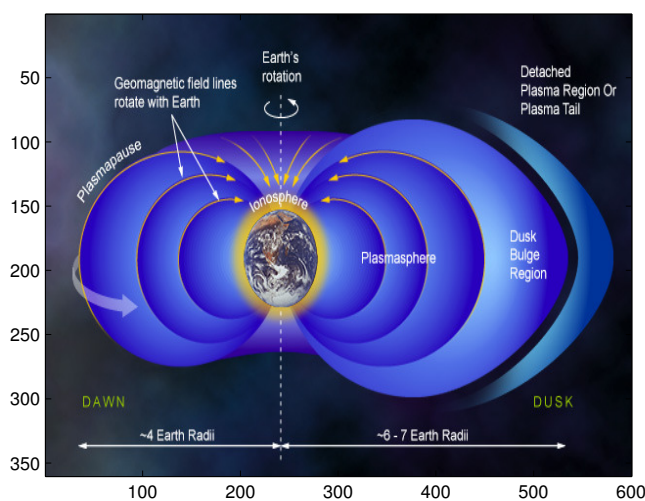
2.4. A nappali magnetoszféra

2.4.1. A külső magnetoszféra

A magnetoszféra két jól elkülönülő tartományra osztható. A külső magnetoszférában a plazma sűrűsége egy nagyságrenddel kisebb, mint a belső magnetoszférában. A magnetopauza tárgyalása során már említettük, hogy a déli irányú komponenssel is rendelkező bolygóközi mágneses tér esetén a bolygóközi mágneses tér erővonalai átkötődnek a földi erővonalakkal, s az erővonalakat a napszél konvekciója magával ragadva a csóva felé hajtja. Ezzel együtt az erővonalakhoz kötött plazma is a csóva felé sodródik. A csóvában a nappali oldalhoz hasonló, de azzal éppen ellentétes átkötődési folyamat játszódik le. A napszél által hátrasodort, felnyílt földi erővonalak itt újra összekapcsolódnak (*reconnection*), miközben a bolygóközi térbe kinyúló erővonal-darabok újra összezáródva leválnak a földi erővonalakról. A csóvában záródó, még erősen megnyúlt erővonalakat, s velük együtt a plazmát a mágneses feszültség a Föld felé gyorsítja. A csóva felőli plazmatranszport a földi megfigyelő szemszögéből ekvivalens módon leírható egy a csóvában fellépő, a napszél konvektív elektromos terével ($\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{sw} \times \mathbf{B}_{imf}$) megegyező nagyságú és irányú elektromos térrel. Ebben az értelmezésben a végső soron a napszél által keltett, a hajnali oldaltól az alkonyati felé mutató, 0,2-0,5 mV/m nagyságú konvektív elektromos tér sodorja a plazmát a csóva felől a nappali oldal felé ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ típusú drift). Ahol a bolygóközi tér felé nyitottak az erővonalak, a plazma távozik a magnetoszférából.

2.4.2. A plazmaszféra

A magnetoszféra jól elkülönülő, belső tartománya a *plazmaszféra*. A Földdel együttforgó, zárt mágneses erővonalak és az ezekhez az erővonalakhoz fagyott plazma alkotják. Külső határa a *plazmapauza*, amely a nappali oldalon átlagosan az $L=3-4$ héj mentén helyezkedik el. Plazmájának forrása, s egyben alsó határfelülete az ionoszféra, ahonnan ambipoláris diffúzió révén jut fel a plazma a plazmaszférába. A feltöltődés mindaddig tart, amíg az erővonal teljes hosszában be nem áll a nyomásegyensúly. A plazmapauzán kívül a plazmasűrűség drasztikusan csökken.



2.4. ábra. A plazmaszféra sematikus ábrája

A plazmapauza alkonyati részén egy jellegzetes kidudorodás ('bulge') figyelhető meg. Itt a plazmapauza 1-2 földugárral kijebb található, mint a szubszoláris pont táján. Az alkonyati oldalon ugyanis a magnetoszférabeli konvekció és a Földdel együtt forgó plazma mozgása ellentétes irányú, gyengítik egymás hatását. A megtorpanó plazma itt halmozódik fel. Erősödő mágneses aktivitás idején a dudor helyi időben mind korábbra tolódik (pl. Heilig and Lühr, 2013).

A plazmapauza helyzetét a magnetoszférabeli, a magnetopauza felé irányuló konvekció és az együtt-forgó plazma határa jelöli ki. Fokozott mágneses aktivitás idején, amikor a bolygóközi mágneses térnek déli irányú komponense is van, a magnetoszférában a konvekció felerősödik. Az erősödő konvekció erodálja, mintegy lehámozza a plazmaszféra külső rétegeit és a nappali oldal felé sodorja. Az újabb egyensúlyi helyzet egy belsőbb héj mentén alakul ki.

Carpenter and Anderson (1992) az ISEE-1 műhold 208 plazmapauza átlépése alapján a nappali plazmapauza mágneses aktivitástól függő helyzetét (L_{pp}) a következő egyszerű

összefüggéssel adta meg (R_E egységben):

$$L_{pp} = 5,6 - 0,46 Kp_{max}, \quad (2.33)$$

ahol Kp_{max} a geomágneses Kp index maximuma az utolsó 24 órában. Egy évtized múltán Moldwin et al. (2002) a CRRES-műhold több mint 900 megfigyelésére alapozva hasonló eredményre jutott ($L_{pp} = 5,39_{(\pm 0,072)} - 0,382_{(\pm 0,019)} Kp_{max} 0,7 R_E$ szórással). O'Brien and Moldwin (2003) fizikai megfontolások alapján más, a plazmakonvekcióval összefüggő geomágneses indexeket (Dst, AE) is bevont a vizsgálatba, és valóban valamivel jobb korrelációt és főleg kisebb hibákat kapott. Ugyanők a mágneses helyi időtől való függést (azaz a dudor helyzetét) is modellezték.

Alapjaiban igen hasonló ehhez Heilig and Lühr (2013) által kidolgozott modell, amely a CHAMP erővonalmenti áram-mérésére és az IMAGE-műhold Radio Plasma Imager műszerének in-situ mérésein alapul. Minthogy e cikk témája jelen dolgozat tárgyán kívül esik, itt részletesen nem ismertetem.

A plazmaszférában az egyenlítői elektronsűrűség (ill. plazmasűrűség) radiális eloszlására is többféle empirikus modellt dolgoztak ki az elmúlt évtizedekben (pl. Carpenter and Anderson, 1992; Denton et al., 2004).

A teljes plazmaszféra elektronsűrűség modelljéhez az egyenlítői elektronsűrűség radiális eloszlásán túl egy geomágneses szélességtől függő modellre is szükség van. Mivel a plazmaszféra feltöltéséért felelős diffúzió az erővonalak mentén megy végbe, kézenfekvő a szélességfüggés erővonalmenti eloszlásként való leírása. Denton et al. (2002) az elektronsűrűség erővonalmenti eloszlását is vizsgálta. Modelljük szerint:

$$n_e = n_{eq} (R_{max}/R)^\alpha, \quad (2.34)$$

$$\alpha = 8,0 - 3,0 \log_{10} n_{eq} + 0,28 \log_{10}^2 n_{eq} - 0,43 (R_{max}/R_E), \quad (2.35)$$

ahol $2,5R_E \leq R_{max} \leq 8,5R_E$, $2R_E \leq R \leq R_{max}$ és $2 \text{ cm}^{-3} \leq n_{eq} \leq 1500 \text{ cm}^{-3}$. R_{max} a legnagyobb geocentrikus távolság az erővonal mentén (dipóltér esetén ez éppen LR_E). Denton et al. (2004) megmutatta továbbá, hogy α értékének a geomágneses aktivitást jellemző Kp indextől való függése csak az egyenlítői sűrűség értékén keresztül érvényesül, s azon túl sem a Kp-nek, sem a mágneses helyi időnek (MLT) nincs hatása.

2.5. Az ionoszféra

Az ionoszféra a magaslégrének a Napból eredő ionizáló sugárzások (röntgen, EUV) által részlegesen ionizált tartománya. Az ionoszféra jelenti az átmenetet a semleges légkör és a teljesen ionizált, ütközésmentes magnetoszférikus plazma között. Az ionoszférikus plazma

viselkedését alapvetően az határozza meg, hogy a magnetoszféránál sokkal sűrűbb, és hogy csak részlegesen ionizált. Itt ugyanis az ionizált részecskék egymás közötti és a semleges részecskékkel való ütközések is gyakoriak, azaz a plazma vezetőképessége, szemben az eddig tárgyalt plazmapopulációkkal, véges.

Az ionoszférát eltérő jellemzői alapján három tartományra osztjuk, magasságuk sorrendjében a D, az E és az F tartományra. Az ionizáció foka mindenekelőtt a légköri sűrűség és az ionizáló sugárzás intenzitásának a függvénye. A sűrűség a magassággal a barometrikus formula szerint csökken, s változik a légkört alkotó molekulák, atomok aránya is. A Napból és részben a világűrben érkező sugárzás intenzitása a légköri elnyelődés miatt viszont éppen a Föld felé haladva csökken. Az ionizációhoz más folyamatok is hozzájárulnak. Ilyen például a felcsapó villámok okozta ionizáció, vagy magasabb szélességeken a nagy energiájú részecskék kicsapódása. Az ionoszféra sűrűségét az ionizáció mellett egy azzal ellentétes folyamat, a rekombináció mértéke határozza meg. Ennek mértéke ismét a sűrűség és az ionösszetétel függvénye.

Az ionoszféra rétegeinek karakterisztikus tulajdonságait (pl. kritikus frekvencia, virtuális magasság), a leggyakrabban ionoszonás mérésekkel határozzák meg. A kritikus frekvencia (f_o) az ionosonda által függőlegesen felfelé kisugárzott, és az ionoszféra szondázott rétegéről még visszaverődő legmagasabb frekvencia. Ez éppen a réteg plazmafrekvenciája, s értéke (2.1) alapján arányos a réteg maximális elektronsűrűségével (n_{max}):

$$n_{max} [cm^{-3}] = 4\pi^2 \epsilon_0 m_e / e^2 \cdot 10^6 \cdot f_o^2 [MHz] = 1.2439 \cdot 10^4 \cdot f_o^2 [MHz], \quad (2.36)$$

ahová a kritikus frekvenciát MHz-ben behelyettesítve az elektronsűrűség dimenziója cm^{-3} lesz.

A legbelső, *D tartomány* 90 km magasság alatt található. Itt elsősorban a *NO* molekulák ionizációja zajlik, amiért elsősorban az UV-sugárzás a felelős, de fokozott naptevékenység idején a kemény Röntgen-sugárzás növekedésével a *N₂* és *O₂* molekulák ionizációja is megindul. Az éjszakai oldalon a kozmikus sugárzás az ionizáció elsődleges forrása. A nagy fokú rekombináció miatt azonban az ionizáltság szintje alacsony marad.

Feljebb, az *E tartományban* (90-120 km) már az *O₂* molekulák ionizációja a jellemző (elsősorban Röntgen- és UV-sugárzás). Az iontermelés itt a legintenzívebb. A magassággal csökkenő jelentőségű rekombináció miatt azonban a plazmasűrűség mégsem itt, hanem jóval feljebb éri el a maximumát. Az E-réteg tipikus Chapman-réteg, elektronsűrűségét dominánsan a Nap zenitszögétől (χ) és a naptevékenységtől (R - napfoltszám) függő sugárzásintenzitás határozza meg (Matsushita and Campbell, 1967):

$$n_{max}^E(\chi, R) = 1,35 \cdot 10^5 [(1 + 0,008R) \cos \chi]^{\frac{1}{2}} [cm^{-3}]. \quad (2.37)$$

Az E tartományban a mágneses tér erőssége 20-70 μT , azaz az elektron girofrekven-

cia néhány MHz, a jóval lomhább ionoké néhány 10 - néhány 100 Hz között van. Ebben a magasságban az elektronok ütközési gyakorisága (ν_e) már jóval kisebb az elektron girofrekvenciájánál, az ionok ütközési gyakorisága (ν_i) viszont még girofrekvenciájuk alá esik. Azaz míg az ütközések az elektronok mozgását alig befolyásolják, addig az ionok mozgását már alapvetően ezek határozzák meg. Így az $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -driftben az ionok nem, csak az elektronok tudnak részt venni. Az eredmény egy mind a mágneses mind az elektromos térre merőleges ($-\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ irányú) áram, az ún. *Hall-áram* kialakulása. Az E-réteg tetején már $\nu_i \approx \omega_{gi}$. Ez az ionokat még mindig megakadályozza abban, hogy az elektronokkal együtt sodródjanak, viszont az elektromos tér hatására már elmozdulnak. Ennek következményeként jön létre a *Pedersen-áram*. Még magasabban mindkét ütközési gyakoriság jóval a megfelelő girofrekvencia alatt van, s így a plazma ütközésmentessé válik. Az E-réteg anizotróp vezetőképessége egy tenzorral adható meg, amely derékszögű koordináta-rendszerben, ahol z a mágneses tér irányában áll,

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_P & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_P & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{||} \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

ahol σ_P a Pedersen-, σ_H a Hall-, $\sigma_{||}$ pedig az erővonal menti vezetőképesség. A gyakorlatban, modellekben sokszor a magasság szerint integrált, azaz a

$$\Sigma_P = \int \sigma_P dz \quad \Sigma_H = \int \sigma_H dz \quad (2.39)$$

Pedersen-, illetve Hall-vezetőképességeket (konduktancia) használjuk.

Az *F tartományban* (120-500 km) az atomi oxigén ionizálásáért az EUV-sugárzás felelős. Az alacsony rekombináció miatt az elektronsűrűség itt a legnagyobb ($10^4 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$). Ugyancsak a lassú rekombináció következtében az F réteg éjjel sem enyészik el teljesen. Nappal a sugárzás hatására két rétegre válik szét: a csak nappal megfigyelhető *F1* és a felette éjjel-nappal jelen lévő *F2 tartományra*. Az F2 tartomány az ionosféra legfelső tartománya, amely a Föld körüli térségben a legsűrűbb plazma. Ambipoláris diffúzió révén közvetlen kapcsolatban van a felette elhelyezkedő plazmaszférával: ez a plazmaszféra plazmájának elsődleges forrása.

3. fejezet

A pulzációk mint MHD hullámok

3.1. A magneto-hidrodinamikai modell

Az alábbi fejezetben a szakirodalom, elsősorban Kivelson and Russell (1995), Baumjohann and Treumann (1997), Walker (2005) valamint Fitzpatrick (2008) munkái nyomán foglalom össze az ULF hullámok magneto-hidrodinamikai (MHD) modelljének alapjait.

Az MHD megközelítésben figyelmen kívül hagyjuk a plazmát alkotó részecskefajták (ionok, elektronok) közötti különbséget, s a plazmát olyan vezető folyadéknak tekintjük, amely mágneses és elektromos teret, áramot szállít. Az MHD egyenletei a kétkomponenses folyadékok hidrodinamikai egyenleteiből, illetve az elektrodinamika Maxwell-egyenleteiből vezethetők le. Az MHD megközelítés csak jól meghatározott tér- (Debye-hossz) és időskálák ($1/\omega_p$) felett érvényes modell. Az előbbi feltétel a plazma kvázi-neutralitását is garantálja. Kiindulásként tekintsük az MHD-egyenleteket (pl. Baumjohann and Treumann, 1997) kvázineutrális, protonokból és elektronokból álló plazmában. Az alkalmazott jelölések: ρ a tömegsűrűség, n a részecskesűrűség, \mathbf{v} a plazma áramlási sebessége, t az idő, \mathbf{P}_e az elektronok anizotróp nyomását leíró nyomástenzor, \mathbf{P} a teljes nyomástenzor, \mathbf{j} az áramsűrűség, \mathbf{B} a mágneses indukció, η a plazma fajlagos ellenállása (rezisztivitás), e az elemi töltés, m_e pedig az elektron-tömeg.

A hidrodinamikai kontinuitás egyenletének MHD alakja:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3.1)$$

A momentum-megmaradást leíró egyenletben a hidrodinamikai megfelelőjéhez képest új elemként jelenik meg a Lorentz-tag.

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla \cdot \mathbf{v} \right) = -\nabla \mathbf{P} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (3.2)$$

Az MHD rendszerekben érvényes általánosított Ohm-törvény szintén a kétkomponenses folyadék momentum-egyenleteinek következménye (Baumjohann and Treumann, 1997, 142.).

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{ne} - \frac{\nabla P_e}{ne} + \frac{m_e}{ne^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad (3.3)$$

A Maxwell-egyenletek közül a Faraday-törvény,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (3.4)$$

és Maxwell-egyenletrendszer első egyenlete,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (3.5)$$

melyben ϵ_0 a vákuum permittivitása, járulnak hozzá az MHD rendszerek dinamikai leírásához, míg a mágneses tér divergencia-mentessége,

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.6)$$

automatikusan teljesül, ha egy kezdeti időpontban már teljesült (Faraday törvényéből ugyanis $\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{B} = -\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) \equiv 0$). A Gauss-törvénynek a kvázi-neutrális plazma dinamikai leírásában nem vesszük hasznát, de utólag a plazmaeloszlásnak az elektromos térből való kiszámítására alkalmazható.

Végül a rendszer zárásához felhasználjuk még a fajlagos entrópia-megmaradást kimondó, itt most adiabatikus folyamatra felírt energia-egyenletét.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \right) \left(\frac{p}{\rho^\gamma} \right) = 0, \quad (3.7)$$

Egyatomos gáz három szabadsági fokú dinamikája esetén a γ adiabatikus index értéke 5/3.

Az ideális MHD megközelítésben az (3.1)–(3.7) egyenletrendszerben számos további egyszerűsítéssel élhetünk. Feltéve, hogy az elektromos tér csak lassan változik, a gerjesztési törvényből (3.5) az eltolási áramot leíró tag elhagyható. Az ütközésmentes, ideálisan vezető plazmában $\eta = 0$, így az Ohm-törvényből a rezisztív tag eltűnik. A plazma homogenitásának megkövetelésével pedig az elektronnyomás gradienséből eredő tag zárható ki. Feltéve továbbá, hogy az áramsűrűség is csak lassan változik, az Ohm-törvény az alábbi alakra egyszerűsödik.

$$\mathbf{E} + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} = 0, \quad (3.8)$$

3.2. A linearizált MHD egyenletek megoldása

Az ULF hullámoknak az MHD modellben való vizsgálatához kiindulásul tekintsünk a plazma egy olyan stacionárius, homogén egyensúlyi állapotát a plazmához rögzített vonatkoztatási rendszerben ($\mathbf{v}_0 = 0$), amely a fenti egyenletrendszert kielégíti. Ekkor 3.8 miatt $\mathbf{E}_0 = 0$.

Feltesszük még, hogy $\mathbf{j}_0=0$. Első közelítésben megelégedhetünk az ideális MHD egyenletrendszer linearizált változatának használatával. A rendszert leíró plazmajellemzőket az egyensúlyi értékek (0 index) és a perturbációk (δ -val jelölve) összegeként felírva:

$$\mathbf{v} = \delta\mathbf{v}, \mathbf{E} = \delta\mathbf{E}, \mathbf{j} = \delta\mathbf{j}, \rho = \rho_0 + \delta\rho, \mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}, \mathbf{p} = \mathbf{p}_0 + \delta\mathbf{p}, \quad (3.9)$$

A fentiek figyelembe vételével és a magasabb rendű tagok elhagyásával adódik:

$$\frac{\partial\delta\rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \delta\mathbf{v} = 0, \quad (3.10)$$

$$\rho_0 \frac{\partial\delta\mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \delta p - \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \delta\mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0 = \mathbf{0}, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial\delta\mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\delta\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) = \mathbf{0}, \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\delta p}{p_0} - \frac{\gamma \delta\rho}{\rho_0} \right) = 0, \quad (3.13)$$

$$\nabla \delta\mathbf{B} = \mathbf{0}. \quad (3.14)$$

Monokromatikus síkhullám megoldást, azaz

$$\delta A_x = \delta A_{0x} e^{-i(\omega t - kx)} \quad (3.15)$$

jelalakot feltételezve az alábbi egyenletrendszerhez jutunk:

$$-\omega \delta\rho + \rho_0 \mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{v} = 0, \quad (3.16)$$

$$-\omega \rho_0 \delta\mathbf{v} + \mathbf{k} \delta p - \frac{(\mathbf{k} \times \delta\mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0}{\mu_0} = \mathbf{0}, \quad (3.17)$$

$$\omega \delta\mathbf{B} + \mathbf{k} \times (\delta\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0) = \mathbf{0}, \quad (3.18)$$

$$-\omega \left(\frac{\delta p}{p_0} - \frac{\gamma \delta\rho}{\rho_0} \right) = 0. \quad (3.19)$$

Ahonnán feltéve, hogy $\omega \neq 0$

$$\delta\rho = \rho_0 \frac{\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{v}}{\omega}, \quad (3.20)$$

$$\delta p = \gamma p_0 \frac{\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{v}}{\omega}, \quad (3.21)$$

$$\delta\mathbf{B} = \frac{(\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{v}) \mathbf{B}_0 - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \delta\mathbf{v}}{\omega}. \quad (3.22)$$

Behelyettesítve most ezeket a linearizált mozgásegyenletbe (3.17) a következő egyenletet kapjuk:

$$\left(\omega^2 - \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)^2}{\mu_0 \rho_0}\right) \delta \mathbf{v} = \left\{ \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0} + \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho_0} \right) \mathbf{k} - \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0)}{\mu_0 \rho_0} \mathbf{B}_0 \right\} \mathbf{k} \delta \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) (\delta \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}_0)}{\mu_0 \rho_0} \mathbf{k}. \quad (3.23)$$

Válasszunk olyan koordináta-rendszert, hogy a z -tengely a plazmát előmágnesező tér (\mathbf{B}_0) irányába, a hullámvektor (\mathbf{k}) pedig az xz síkba essék! Ekkor ϑ -val jelölve a \mathbf{B}_0 és \mathbf{k} közötti szöget, a (3.23) egyenlet egy sajátérték-egyenletté alakul.

$$\begin{pmatrix} (\omega/k)^2 - v_A^2 \cos^2 \vartheta - v_{ms}^2 \sin^2 \vartheta & 0 & -v_s^2 \sin \vartheta \cos \vartheta \\ 0 & (\omega/k)^2 - v_A^2 \cos^2 \vartheta & 0 \\ -v_s^2 \sin \vartheta \cos \vartheta & 0 & (\omega/k)^2 - v_s^2 \cos^2 \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta v_x \\ \delta v_y \\ \delta v_z \end{pmatrix} = \mathbf{0}. \quad (3.24)$$

ahol v_A , v_s , illetve v_{ms} rendre az Alfvén-sebesség (2.24), a hangsebesség (2.23) és a magneto-szonikus (2.25) sebesség. A sajátérték-probléma (3.24) megoldhatóságának feltétele, hogy a determináns értéke 0 legyen. Ebből adódik a lineáris MHD-ban érvényes diszperziós egyenlet:

$$\left((\omega/k)^2 - v_A^2 \cos^2 \vartheta\right) \left[(\omega/k)^4 - (\omega/k)^2 v_{ms}^2 + v_A^2 v_s^2 \cos^2 \vartheta\right] = 0. \quad (3.25)$$

A fenti diszperziós egyenletnek 3 gyöke (a 3 sajátérték) van, s ennek megfelelően a meleg plazmában (azaz ahol a plazma nyomása nem hanyagolható el) három MHD hullámmódus létezik.

$$(\omega/k)^2 = v_A^2 \cos^2 \vartheta, \quad (3.26)$$

$$(\omega/k)^2 = \frac{v_{ms}^2}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(v_{ms}^4 - 4 v_A^2 v_s^2 \cos^2 \vartheta)}. \quad (3.27)$$

$$(3.28)$$

Az első sajátértékhez tartozó sajátvektor $(0, \delta v_y, 0)$, azaz a plazma kitérésének iránya mind a z -irányú mágnesező térre ($\delta \mathbf{v} \cdot \mathbf{B}_0 = 0$), mind az xz -síkba eső hullámvektorra merőleges ($\mathbf{k} \cdot \delta \mathbf{v} = 0$). Ez utóbbiból (3.20) és (3.21) alapján mindjárt következik az is, hogy ebben a módusban sem a plazmasűrűségben, sem a plazma nyomásában nem lépnek fel perturbációk. A mágneses perturbáció iránya a plazma kitérésének irányával ellentétes (3.22), azaz szintén az y -tengely irányába mutat. Ezt a módust *nyírási Alfvén-módus*nak, vagy egyszerűen Alfvén-módusnak nevezzük. Ez a módus hideg és meleg plazmában egyformán viselkedik. A plazma mozgása az erővonalakra mindig merőleges, így a diszperziós egyenlet ütközéses plazmában is érvényes marad.

Az Alfvén-módus fontos jellemzője, hogy a hullámhoz erővonal menti áram (FAC - field aligned current) társul. Az Ampère-féle gerjesztési törvényből (3.5) ugyanis az erővonal menti áramot felírva,

$$j_{\parallel} = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial \delta B_y}{\partial x} - \frac{\partial \delta B_x}{\partial y} \right). \quad (3.29)$$

Ha feltételezzük továbbá, hogy a hullám jellemzői az y -tengely irányában csak lassan változnak, a második tag elhagyható, s ekkor az erővonal menti áramot valóban csak az Alfvén módusú hullámok képviselik:

$$j_{\parallel} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \delta B_y}{\partial x}. \quad (3.30)$$

A hullámegyenlet másik két megoldását *magnetoszonikus* hullámoknak nevezzük. Közülük a gyorsabb (+ jel a gyökjel előtt) az ún. *gyors magnetoszonikus* hullám, a másik pedig a *lassú magnetoszonikus* hullám. Nevezik őket egyszerűen gyors ill. lassú hullámnak is. Ezeknek a sajátvektora $(\delta v_x, 0, \delta v_z)$, ebből következően a kitérések itt most sem a B_0 előmágnesező térre, sem a \mathbf{k} hullámvektorra nem merőlegesek. Így e hullámok esetében perturbáció jelenik meg a plazmasűrűségben és a nyomásban is. Ennek alapján nevezik ezeket a módusokat *kompressziós* (compressional) módusoknak is. A mágneses perturbáció az xz síkban marad, azaz éppen merőleges az előző módus perturbációjára. Hideg plazmában ($p_0=0$) a hangsebesség zérus, így (3.28) alapján a kétféle magnetoszonikus hullám helyett egyetlen kompressziós módust kapunk, mely az Alfvén-sebességgel izotróp módon terjed.

3.3. MHD hullámok dipóltérben

A magnetoszférában az ULF hullámok inhomogén térben terjednek. Mind a mágneses tér, mind a plazma sűrűsége, s ebből következően az Alfvén-sebesség értéke helyről-helyre változik. Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a rendszer hengerszimmetrikus, a mágnesező tér legyen egyszerű dipóltér. Célszerűen a dipól-koordinátákat használjuk. Az erővonal menti koordináta μ , ν befelé mutat az erővonal főnormálisának (a simuló kör középpontjának) irányába, végül ϕ a hosszúsági szög, amely nyugat felé pozitív. A μ , ν , ϕ hármas így jobbsodrású, ortogonális rendszert alkot. Térbeli polárkoordinátákkal kifejezve:

$$\mu = \frac{R_E^2 \sin \lambda}{r^2} \quad (3.31)$$

$$\nu = \frac{R_E \cos^2 \lambda}{r} \quad (3.32)$$

$$\phi = \phi \quad (3.33)$$

Itt csak megjegyezzük, hogy μ -rol megmutatható (Walker, 2005), hogy a mágneses potenciál egy normáltja, (2.8)-ból és (2.10)-ből ugyanis:

$$\mu = -\frac{\Phi}{R_E B_{0eq}}, \quad (3.34)$$

azaz μ konstans értékei ekvipotenciális felületeket jelölnek ki.

Rögzített meridiánsíkban az ekvipotenciális koordináta-vonalak az erővonalak ortogonális trajektóriái. A ν pedig (2.13) alapján éppen

$$\nu = 1/L. \quad (3.35)$$

Görbevonallú koordináták használatakor metrikus függvényeket kell bevezetni (Jánossy and Tasnádi, 1989), amelyek általános esetben a transzformációs mátrixból számíthatók, ortogonális rendszer esetén pedig az u koordinátára $1/|\nabla u|$ adja meg. A fent definiált dipól-koordinátákra nézve ezek a következők (Walker, 2005; Lee and Lysak, 1989):

$$h_\mu = 1/|\nabla\mu| = \frac{B_{0eq}R_E}{B} = \frac{R_E \cos^6 \lambda}{\nu^3 \sqrt{4 - 3\cos^2 \lambda}}, \quad (3.36)$$

$$h_\nu = 1/|\nabla\nu| = \frac{B_{0eq}R_E^2}{h_\phi B} = \frac{R_E \cos^3 \lambda}{\nu^2 \sqrt{4 - 3\cos^2 \lambda}}, \quad (3.37)$$

$$h_\phi = 1/|\nabla\phi| = r \cos \lambda = \frac{R_E \cos^3 \lambda}{\nu}. \quad (3.38)$$

Most a momentumegyenlet (3.11) és a Faraday-törvény (3.12) hideg plazmában ($p_0 = 0$, s így (3.21) következtében $\delta p = 0$) érvényes alakjai:

$$\mu_0 \rho_0 \frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B}_0, \quad (3.39)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \delta \mathbf{E}. \quad (3.40)$$

Dipól-koordináta-rendszerben, ahol $\mathbf{B}_0(B_0; 0; 0)$, bármely $\mathbf{a}(a_\mu; a_\nu; a_\phi)$ vektorra

$$\mathbf{a} \times \mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_0(\mathbf{a}_\phi \hat{\nu} - \mathbf{a}_\nu \hat{\phi}). \quad (3.41)$$

Így Ohm (3.8) törvényének (3.12)-ban már kihasznált linearizált alakja az

$$\delta E_\nu = -B_0 \delta v_\phi, \quad (3.42)$$

$$\delta E_\phi = B_0 \delta v_\nu. \quad (3.43)$$

alakokra egyszerűsödik. Hasonlóan átalakítva (3.39) jobb oldalát is az alábbi egyenletet kapjuk,

$$\frac{1}{v_A^2} \frac{\partial \delta \mathbf{E}}{\partial t} = (\nabla \times \delta \mathbf{B})_\perp, \quad (3.44)$$

ami (3.40)-gyel együtt írja le a hideg plazmában a MHD-hullámok viselkedését. Eddig csak azt használtuk ki, hogy koordináta-rendszerünk egyik "tengelye" az előmágnesező térhez

igazodik. Most már, $e^{im\phi}$ alakú azimutális függést feltételezve, felírhatjuk az egyenleteket dipól-koordinátákkal kifejtve (Lee and Lysak, 1989):

$$\frac{\partial\beta_\mu}{\partial t} = \frac{h_\mu}{h_\nu h_\phi} \left(\frac{\partial\epsilon_\phi}{\partial\nu} - im\epsilon_\nu \right) \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial\beta_\nu}{\partial t} = -\frac{h_\nu}{h_\mu h_\phi} \frac{\partial\epsilon_\phi}{\partial\mu} \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial\beta_\phi}{\partial t} = \frac{h_\phi}{h_\mu h_\nu} \frac{\partial\epsilon_\nu}{\partial\mu} \quad (3.47)$$

$$\frac{1}{v_A^2} \frac{\partial\epsilon_\nu}{\partial t} = \frac{h_\nu}{h_\mu h_\phi} \left(\frac{\partial\beta_\phi}{\partial\mu} - im\beta_\mu \right) \quad (3.48)$$

$$\frac{1}{v_A^2} \frac{\partial\epsilon_\phi}{\partial t} = -\frac{h_\phi}{h_\mu h_\nu} \left(\frac{\partial\beta_\nu}{\partial\mu} - \frac{\partial\beta_\mu}{\partial\nu} \right), \quad (3.49)$$

ahol

$$\beta_i = h_i \delta B_i \quad (3.50)$$

$$\epsilon_i = h_i \delta E_i. \quad (3.51)$$

A fenti egyenletek tehát a dipól mágneses térben, hideg plazmában előforduló hullámmódusokat írják le. A feltételezett jelalak ($e^{im\phi}$) (melyben m ϕ -től független konstans) megfelel a közeg feltételezett hengersizmetrikus eloszlásának. A közeget jellemző Alfvén-sebesség gradiense a modellben mindenhol radiális irányú, s ebben az irányban a megoldásra feltételezett jelalak nem tesz semmilyen kikötést. A radiálisan is kiterjedt hullámjelenségek (pl. üregrezonanciák) esetében a valódi probléma bonyolultabb, s a jelalak, a jel-közeg kölcsönhatás és a hullámeqyenletek önkonzisztens megoldását követeli meg (lásd Ferencz, 2004).

A két jellegzetes módus, azaz a transzverzális és az izotróp Alfvén-hullám, általában csatolásban vannak a plazma és a mágneses tér inhomogén volta miatt. Két szélsőséges esetben azonban a csatolás megszűnik, s a módusok önmagukban vizsgálhatók.

Az első szélsőséges esetet az azimutális szimmetria ($m=0$, azaz amikor a hullámjellemzők függetlenek a hosszúsági koordinátától) jelenti. Ilyenkor az egyenletrendszer két, egymástól független egyenletrendszerre válik szét. Az egyik módusban, amelyet (3.47) és (3.48) egyenletek írnak le, a mágneses perturbáció és (3.42) miatt a plazma elmozdulása is azimutális, az elektromos perturbáció pedig az erővonal főnormálisával párhuzamos. Ez a rezgés a homogén közegbeli nyírási Alfvén-módusnak felel meg. Az azimutális szimmetria miatt az erővonal nem önmagában rezeg, hanem az egész héj együtt mozog. Az egyenletek a ν irányra semmilyen megkötést nem tartalmaznak, amiből az következik, hogy ebben a modellben a héjak szomszédjaiktól függetlenül rezeghetnek, a héjak között semmilyen csatolás nincs. Az erővonalak végei, tökéletesen vezető ionoszférát feltételezve, helyhez kötöttek, ugyanis a tökéletes vezetésből következően az elektromos tér (s az ezzel arányos kitérés) itt zéró. A héjakon

az erővonal hossza, a mágneses tér nagysága és a sűrűségeloszlás által meghatározott sajátfrekvencián rezonancia alakulhat ki. Ezt a módust *toroidális módus*nak vagy azimutális oszcillációnak nevezik.

Azimutális szimmetria mellett a másik módust a maradék három egyenlet (3.45), (3.46) és (3.49) írja le. A mágneses perturbációnak a dipól-rendszerben két komponense van, az egyik (β_μ) az erővonallal, a másik (β_ν) annak főnormálisával párhuzamos, azaz a mozgás a meridiánsíkokhoz igazodik. Ennek megfelelően a kompressziós módusú rezgések összetettebbek, a két komponens közötti csatolás nem szűnik meg a dipól-koordináta-rendszerben. Sajátrezgések itt is kialakulhatnak, a belső határfelületet ezúttal pl. az erővonalak talppontjánál az ionoszféra, a külsőt pl. a magnetopauza képviselik. Az ionoszféra mint határfelület nem koordinátafelület, ezért ezek a rezonanciák analitikusan nem kezelhetők, numerikusan azonban modellezhetők.

A másik szélsőséges eset akkor következik be, amikor $m \rightarrow \infty$, vagyis amikor a hullámjellemzők azimutálisan kis skálán változnak, például azimutálisan lokalizált hullámok esetében. Ekkor (3.45) és (3.48) csak akkor teljesülhet, ha $\beta_\mu = 0$ és $\epsilon_\nu = 0$, ebből következően (3.47) β_ϕ is 0. A mágneses perturbáció ekkor ν irányú, a mozgás a meridionális síkban zajlik, az elektromos tér pedig azimutális. E komponensek között a (3.46) és a (3.49) egyenletnek a β_μ -s tag elhagyásával módosított alakja teremti meg a kapcsolatot. Kompresszió nincs, ez is tisztán transzverzális Alfvén-módus. A szomszédos héjakon lévő erővonalakkal nincs csatolásban. Általában (vezetett) *poloidális-módus*nak, egyesek (Walker, 2005) helyi meridionális oszcillációnak nevezik.

A köztes esetekben tehát a módusok közötti csatolás óhatatlanul létrejön. Éppen ezért a kompressziós hullámok nem terjedhetnek tisztán kompressziós-módusban az inhomogén magnetoszférában. A csatolás az Alfvén módussal különösen azokon a helyeken erős, ahol a gerjesztő hullám frekvenciája éppen megegyezik az erővonal sajátfrekvenciájával és ahol teljesül az

$$\omega/k_{||} = v_A, \quad (3.52)$$

feltétel. Utóbbi feltétel alakilag megegyezik az Alfvén-hullám diszperziós egyenletével (3.26). Ám most ω és $k_{||}$ a kompressziós módusú forrás körfrekvenciája és terjedési vektorának erővonal irányú összetevője. A feltétel teljesülése esetén erővonal-, illetve héjrezonanciák gerjesztődnek. A csatolás azonban egy tágabb frekvencia-tartományban is létrejön, a rezonancia kialakulása nélkül. Az erővonalakat keresztező kompressziós módus ilyenkor is csatolódik Alfvén-módusú hullámokhoz, s az erővonal mentén mint vezetett hullám jut le az ionoszféráig.

3.4. Áthaladás és visszaverődés az ionoszférán

Az ionoszférának a magnetoszféra rezonáns jelenségeiben betöltött szerepéről már esett szó. Most részletesebben is bemutatom az ULF hullámok ionoszféráról való visszaverődését és az ionoszférán való áthaladásukat. Ez utóbbi különös jelentőségét az adja, hogy az ULF hullámokról ma rendelkezésünkre álló tudás túlnyomó részét földi mérésekből szereztük, azaz olyan jelekből, amelyek jellemzőit (amplitúdó, fázis, polarizáció stb.) az anizotróp, inhomogén és gyakran igen dinamikus ionoszféra jelentősen módosított. Ezek az ismeretek nélkülözhetetlenek a műholdas mérések földi adatokkal való összevetésekor.

Az alábbiakban Alperovich and Fedorov (2007), valamint Pilipenko et al. (2008) alapján mutatom be az ionoszféra szerepét az ULF-hullámok terjedésében. A modell a következő. A magnetoszférát homogén, hideg plazmával kitöltött féltérnek tekintjük, amelyben az ideális MHD-egyenletek érvényesek. A plazmát mágnesező tér homogén, I inklinációval. Az ionoszféra a modellben egy igen vékony, h magasságban elhelyezkedő homogén, de anizotróp vezetőképességű síkréteg. Alatta a semleges légkört tökéletes szigetelőnek/izotróp vezetőnek tekintjük. Az MHD-, illetve a Maxwell-egyenleteket a két féltérre (közegre) megoldva, a megoldások az ionoszférára felírt csatoló-egyenletekkel (mind a vízszintes mágneses, mind a vízszintes elektromos komponenseknek az ionoszféránál folytonosnak kell lenniük) illeszthetők. A modell a földet, mint vezető határréteget is figyelembe veszi az atmoszferikus módusok meghatározásánál. A talaj vezetőképessége a modellben csak a mélység függvénye.

Mint e fejezet elején láttuk, a magnetoszféra hideg plazmájában két MHD-hullámmódus létezik: M1) **A**: nyírási Alfvén-hullám, M2) **F**: kompressziós hullám. A semleges légkörben az elektromágneses hullámok szintén két módus összegeként adhatók meg (Pilipenko et al., 2008): A1) **H**: TE-, vagy H-módus (transzverzális elektromos), A2) **E** TM-, vagy E-módus (transzverzális mágneses). A Maxwell-egyenletek ugyanis, mint a hideg plazmában, itt is két csatolatlan egyenletrendszerre válnak szét. Az egyik a TM-módust, a másik a TE-módust írja le. Derékszögű koordináta-rendszert (az x -, y -, z -tengely rendre dél felé, kelet felé, illetve felfelé mutat, az ionoszféra vertikális koordinátája $z = 0$, a földfelszíné $z = -h$) és monokromatikus síkhullám-megoldást ($\propto e^{i(kx - \omega t)}$, ahol $k = k_x$, $k_y = 0$) feltételezve a fenti módusok a két közegben az alábbi tulajdonságokkal rendelkeznek:

M1) A beérkező A-hullámnak csak y irányú mágneses komponense ($b_{yA}^{(i)}$ - , itt (i) a beérkező hullámot jelöli) van, míg $b_{xA}^{(i)} = b_{zA}^{(i)} = 0$. Az elektromos komponens a mágneses meridián síkjában az erővonalra merőlegesen, befelé mutat, komponensei $E_{xA}^{(i)}$ és $E_{zA}^{(i)}$, míg $E_{yA}^{(i)} = 0$.

M2) A beérkező F-hullámnak viszont éppen a meridián síkjába eső komponensei vannak ($b_{xF}^{(i)}$, $b_{zF}^{(i)}$), a mágneses perturbációk az előmágnesező térrel párhuzamosak, míg a transzverzális komponens, $b_{yF}^{(i)} = 0$; elektromos komponensei közül egyedül $E_{yF}^{(i)}$ nem zérus.

A1) A TE-módusban értelemszerűen $E_{zH} = 0$. A TE-módusú hullám vízszintes polarizációja a magnetoszférabeli F-mód transzverzális (elektromos) polarizációjának felel meg. Ez a módus mérhető a földfelszínen mint H - (a mágneses északi irányba mutató vízszintes) komponens.

A2) A TM-módus ($b_{zE} = 0$) vízszintes polarizációja pedig a magnetoszférabeli A-mód transzverzális (mágneses) polarizációjának feleltethető meg (Pilipenko et al., 2008), a felszínen ez a D - (mágneses keleti) komponens.

A földfelszínnél ($z = -h$) mint közegethatárnál érvényes határfeltételek az E és H mód spektrális impedanciáiból származtathatók (Pilipenko et al., 2008, l.).

A magnetoszférában az elektromágneses tér a beeső (i) és a visszaverődő (r) hullámok kombinációjaként áll elő: $\mathbf{b} = \mathbf{b}^{(i)} + \mathbf{b}^{(r)}$, illetve $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(i)} + \mathbf{E}^{(r)}$. Jelölje R_{FF} , R_{FA} , R_{AF} , R_{AA} a megfelelő vízszintes (tangenciális) mágneses komponensek visszaverődés utáni és előtti nagyságának arányát. Az A- és F-index az Alfvén- illetve a kompressziós hullámra utal. Így pl. R_{FF} a visszavert kompressziós módusú hullámnak a beérkező kompressziós hullámmal való viszonyát írja le, míg pl. R_{FA} a beérkező Alfvén-hullámnak és a visszavert kompressziós módus közötti csatolást jellemzi. Jelölje továbbá T_{HF} , T_{HA} , T_{EF} , T_{EA} a földfelszínre megérkezett, illetve az ionoszférához beérkező hullám vízszintes mágneses komponensének arányát (a H-index a TE-módusra, az E a TM-módusra utal).

A reflexiók és átbocsátási együtthatókat 2×2 mátrixokba rendezve:

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} R_{FF} & R_{FA} \\ R_{AF} & R_{AA} \end{bmatrix} \quad \mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{HF} & T_{HA} \\ T_{EF} & T_{EA} \end{bmatrix} \quad (3.53)$$

Ennek felhasználásával a beérkező, visszavert, illetve átbocsátott jelek viszonya az alábbi módon írható le:

$$\begin{bmatrix} b_x^{(r)} \\ b_y^{(r)} \end{bmatrix} = \mathbf{R} \begin{bmatrix} b_x^{(i)} \\ b_y^{(i)} \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} \delta H \\ \delta D \end{bmatrix} = \mathbf{T} \begin{bmatrix} b_x^{(i)} \\ b_y^{(i)} \end{bmatrix}. \quad (3.54)$$

A vázolt általános probléma megoldásának, a 3.53 által megadott mátrixok elemeinek részletes ismertetésétől eltekintek, azok fellelhetőek az idézett helyeken.

Mivel az atmoszférában a közeg nagy ellenállása miatt (legalábbis a jelen probléma szempontjából) nincsenek függőleges irányban folyó áramok, így itt csak TE-módusú hullámok gerjeszthetnek. A magnetosféra felől érkező zavarok csak gyengén gerjesztenek TM-módusú hullámokat, s így mind $|T_{EA}| \ll 1$, mind $|T_{EF}| \ll 1$ (Pilipenko et al., 2008).

Elegendően nagy, de nem extrém ($2\pi/k_0$ -t, ahol $k_0 = \omega/c$, megközelítő) skálákon, a

$$k_0 \ll k \ll \min\{h^{-1}, \delta_g^{-1}\}. \quad (3.55)$$

feltétel fennállása esetén, ahol $\delta_g = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma_g}$ a hullám behatolási mélysége σ_g földi vezetőképeség mellett, a reflexiók és a transzmissziók együtthatók az alábbiak szerint adhatók

meg (Pilipenko et al., 2008).

$$R_{FF} \simeq \frac{1 + i\sqrt{\frac{\omega^2}{v_A^2} - k^2}h_*}{1 - i\sqrt{\frac{\omega^2}{v_A^2} - k^2}h_*}, \quad (3.56)$$

$$T_{HF} \simeq \frac{2}{1 - i\mu_0\omega \left(\Sigma_P + \frac{\Sigma_H^2}{\Sigma_P + \Sigma_A |\sin I|} \right) h_*}, \quad (3.57)$$

$$T_{HA} \simeq -\frac{\Sigma_H \sin I}{\Sigma_P + \Sigma_A |\sin I|} \cdot T_{HF}, \quad (3.58)$$

ahol $\Sigma_A = 1/\mu_0 v_A$ a hullám konduktancia, $h_* = h + (1+i)\delta_g/2$. ULF hullámokra (3.55) tipikus földi vezetőképesség mellett teljesül.

Kis skálákra, amikor éppen a (3.55) egyenlőtlenség ellentettje érvényes (Pilipenko et al., 2008)

$$R_{FA} \simeq \frac{\Sigma_H \sin I}{\Sigma_P + \Sigma_A |\sin I|}, \quad (3.59)$$

Kis és közepes skálákon ($k \gg \mu_0\omega\Sigma_H^2/\Sigma_P$) pedig

$$R_{AA} \simeq \frac{\Sigma_P - \Sigma_A |\sin I|}{\Sigma_P + \Sigma_A |\sin I|} \simeq 1. \quad (3.60)$$

Az azimutális komponens (Alfvén hullámok) már említett 90°-os elforgatására Nishida (1964) hívta fel a figyelmet, először még a mágneses viharokkal kapcsolatban, majd Hughes and Southwood (1976) és Nishida (1978) pontosította tovább a fizikai képet. Az ionoszférához érkező Alfvén-hullámokhoz erővonal menti áramok társulnak (3.30). Ezeknek az ionoszférában záródniuk kell. Az ionoszférában, mint láttuk, kétféle áram folyhat, Pedersen- és Hall-áramok:

$$\mathbf{J}_\perp = \Sigma_P \mathbf{E}_\perp - \Sigma_H (\mathbf{E}_\perp \times \hat{\mathbf{b}}), \quad (3.61)$$

ahol $\mathbf{J}_\perp = \int \mathbf{j}_\perp d\mathbf{z}$, \mathbf{E}_\perp a vízszintes elektromos térerősség, $\hat{\mathbf{b}}$ pedig a mágneses tér irányába mutató egységvektor. Az áramok kontinuitása megköveteli, hogy az ionoszférabeli áramok divergenciája az erővonal menti áramsűrűséggel megegyezzen, azaz $j_\parallel = \nabla \cdot \mathbf{J}_\perp$ legyen. Homogén ionoszférát és mágneses teret feltételezve megmutatható (Baumjohann and Treumann, 1997), hogy

$$j_\parallel = \Sigma_P (\nabla_\perp \cdot \mathbf{E}_\perp), \quad (3.62)$$

ami azt jelenti, hogy az erővonal menti áramok a divergens elektromos tér keltette Pedersen-áramokon keresztül záródnak. Megmutatható továbbá, hogy feltételeink mellett a Pedersen áramok mágneses tere az ionoszféra alatt éppen megegyező nagyságú, de ellentétes irányú a FAC mágneses terével, azaz magával az Alfvén-perturbációval, amiből az következik, hogy

a felszínen egyiknek a hatását sem érzékeljük. Az Alfvén-hullámokból származó földi perturbációkat tehát kizárólag a Hall-áramok közvetítik. Ezt a jelenséget ionoszférikus vetítésnek nevezzük ('screening'). Mivel a Hall-áramok éppen merőlegesek a Pedersen-áramokra, a mágneses perturbációk iránya az ionoszférán való áthaladás során éppen 90° -kal elfordul. Az elfordulás iránya a mágneses tér irányához képest pozitív, azaz lefelé tekintve az északi féltekén balra, a déli féltekén jobbra fordul el az Alfvén-hullámokhoz köthető mágneses perturbációk iránya. Másrészt mivel a Hall-áramerősség aránya a Pedersen-áramerősségéhez képest Σ_H/Σ_P , továbbá mivel a Pedersen áram keltette mágneses perturbáció éppen az Alfvén-hullám mágneses perturbációjával megegyező nagyságú, a vetített fluktuációk amplitúdója is Σ_H/Σ_P -szereke lesz az azimutális Alfvén oszcillációkéval közvetlenül az ionosféra alatt. Ez a fizikai háttér tükröződik T_{HA} és T_{HF} arányában.

Végül tehát a felszínen mindkét magnetoszférabeli hullámmódus a H -komponensben jelentkezik.

4. fejezet

ULF hullámok a magnetoszférában

4.1. A pulzációkutatás kezdetei

A nemzetközi tudományos közvélemény a skót Balfour Stewartnak (1828–1887), a Kew obszervatórium (London mellett) vezetőjének tulajdonítja a geomágneses pulzációk felfedezését (Hughes, 1994), aki a híres 1859. augusztus-szeptemberi geomágneses szupervihar során figyelt meg több száz nT amplitúdójú, néhány perces periódusú, szinuszoid jellegű óriáspulzációkat. E közvélekedéssel ellentétben az első, dokumentált észleléseket Johann von Lamont (1805–1879), I. Lajos magyar király skót származású csillagásza végezte (Verő, 1999) a München mellett, Bogenhausenban 1840-ben felállított obszervatóriumban. Lamont megfigyeléseit azonban nem publikálta, évtizedekkel később, 1905-ben utóda, J. B. Messerschmidt mutatta ki a pulzációkat a müncheni görbékéből. Erről 1905-ös (müncheni) akadémiai székfoglalóján számolt be. 1907-ben Ebert, aki Messerschmidt jóvoltából maga is tanulmányozta Lamont megfigyeléseit, hívta fel rájuk a nemzetközi szakma figyelmét egy közleményében (Ebert, 1907). Hogy Lamont egyedülálló mérési eredményei nem pusztán a szerencsének tulajdoníthatók, az világos azokból az erőfeszítésekből, amelyeket Lamont annak érdekében tett, hogy a mágneses műszereket alkalmassá tegye a gyors változások követésére. Lamont világosan látta, hogy a Gauss-Meyerstein-féle magnetométerekben alkalmazott majd 12 kilogrammos mágnesek tehetetlenségük folytán képtelenek reagálni a gyors térváltozásokra, ezért új műszert szerkesztett, kisebb mágnesekkel és a mérési eljárást is egyszerűsítette (Ebert, 1907; Soffel, 2004-2005). Az észleléseket 1840. augusztus 1-jén még Gauss műszerével kezdte meg, egy évvel később azonban már saját fejlesztésű variométerével folytatta. Az észleléseket napal általában 1, éjjel 2 óránként végezték, de mérési kampányok során ennél sokkal sűrűbben.

A pulzációk jelenségcsoportja azonban, részben a megfigyelési nehézségek miatt, még Stewart tudósítása után sem vált széles körben ismertté. Amikor Max Eschenhagen (Potsdam) a század végén ismét találkozott az általa elemi hullámoknak nevezett perturbációkkal (Eschenhagen, 1897), még új felfedezésként számolt be róluk. Az Eschenhagen felfedezését

vitató Abbe pedig egyenesen azt a gyanúját fogalmazta meg, hogy Eschenhagen egyszerűen műszerének sajátregisztrációját regisztrálta (Abbe, 1898). Eschenhagen maradandó érdeme a gyors fotoregisztrálás (a fotópapírt az obszervatóriumi gyakorlatban szokásos 20 mm/h helyett 240 mm/h sebességgel csévelte a regisztrátumot rögzítő fénysugár előtt) bevezetése is a gyors változások pontosabb követésére (Ebert, 1907).

A pulzációk kutatása csak fél századdal később, a Nemzetközi Geofizikai Év (1957) után vett igazi lendületet. Ezt a fellendülést alapvetően három tényező alapozta meg. Az egyik a magneto-hidrodinamika (MHD) mint új diszciplína, a másik a magnetotellurika térnyerése a földtani kutatásokban, a harmadik pedig a megfigyelést a világűrre is kiterjesztő mesterséges holdak megjelenése volt.

A magneto-hidrodinamika megalkotása Hannes Alfvén forradalmi újítása volt. Alfvén a korábbi fizikai képpel homlokegyenest szembeemelve azt állította, hogy az elektromágneses hullámok a jól vezető plazmába is képesek behatolni, sőt azon csillapodás nélkül keresztülhaladni (Alfvén, 1942). Az 1950-es években Dungey (1954) alkalmazta Alfvén elméletét a magnetoszférára. Megmutatta, hogy a hosszú periódusú, viszonylag szabályos (Pc4–Pc5) pulzációk a geomágneses erővonalak menti álló Alfvén-hullámokként értelmezhetők.

4.2. Genezis szerinti felosztás

Megfelelő ismeretek hiányában a pulzációk eredet szerinti csoportosítására az 1963-ban Berkeleyben felállított bizottság még nem vállalkozhatott. A pulzációk genezis szerinti rendszerezése csak az 1970-es évektől, az ezirányú kutatási eredmények megszorodásával vált lehetségessé. S bár az azóta eltelt négy évtized számos új eredményt hozott, e téren még ma is sok a nyitott kérdés. Az alábbiakban a nappali, mindenekelőtt a nappali Pc3-as, Pc4-es pulzációkra eddig felhalmozott fontosabb ismereteket foglalom össze. Amennyire lehet, a pulzációk keletkezésük szerinti felosztását követem, megkülönböztetve exogén és endogén, azaz magnetoszférán kívüli eredetű, illetve a magnetoszférában létrejövő pulzációkat.

4.3. Exogén ULF hullámok

A bolygóközi tér, a napszél jellemzői és a nappali geomágneses pulzációk közötti kapcsolatot igen korán, már az első kutató műholdak felbocsátása után felfedezték. Elsőként Saito (1964) mutatta ki, hogy a Pc3-as pulzációk amplitúdója és a napszél sebessége között szoros kapcsolat van. Saito megfigyelését később nagyobb empirikus anyagra támaszkodva többen megerősítették (Singer et al., 1977; Wolfe, 1980; Wolfe et al., 1985; Yedidia et al., 1991). A Saito feltárta összefüggés nyomán a kutatók kapcsolatok sorát fedezték fel a bolygóközi tér és a földmágneses pulzációk jellemzői között. A pulzációk keltésére képes exogén mechanizmusok

sorát tarták fel.

4.3.1. Upstream hullámok

A tipikusan 20-30 s periódusidejű, ultra alacsony frekvenciás (ultra low frequency - ULF) upstream hullámok (upstream wave - UW) a földi ívelt fejhullám előtti térségben, részecskehullám kölcsönhatás során keletkeznek. A jelenség kialakulásában a fejhullámról visszaszóródott, a mágneses erővonalak mentén csavarmozgást végző ionok (leginkább protonok) játsszák a főszerepet (Barnes, 1970; Gary, 1978, 1991; Yumoto et al., 1984; Le and Russell, 1994; Krauss-Varban, 1994). A folyamatot általában ion-ciklotron rezonanciaként vagy anomális Doppler-effektus melletti ion-ion rezonáns instabilitásként emlegetik. A rezonancia feltétele, hogy a visszafordult ion ciklotron-centrumához rögzített rendszerben a ciklotron frekvencia (Ω_p , lásd 2.2) éppen a leginkább instabil, jobbra forgó hullám anomális (negatív előjel!) Doppler-csúszást szenvedett frekvenciájával egyezzen meg:

$$\omega_0 - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_b = -\Omega_p, \quad (4.1)$$

ahol ω_0 a hullám frekvenciája, \mathbf{v}_b pedig a ciklotron-centrum sebessége, mindkettő a napszélhez rögzített rendszerben, \mathbf{k} $|\mathbf{k}| = k_0 \cos \vartheta_{kB}$ pedig a hullámvektor. Innen az UW frekvencia kifejezhető (Le and Russell, 1996):

$$\omega_0 = \Omega_p \frac{1}{(v_b/v_{ph}) \cos \vartheta_{kB} - 1}, \quad (4.2)$$

ahol $v_{ph} = \omega_0/k_0$ a hullám fázissebessége, ϑ_{kB} a \mathbf{k} hullámvektor és az IMF által bezárt szög. Feltéve, hogy a hullám az IMF mentén ($|\mathbf{k}| = k_0$) Alfvén sebességgel ($v_{ph} \approx v_A$) terjed, a keltett hullámokat a rendszerint szuper-Alfvénikus napszél visszasepri a magnetoszféra felé. Az UW-k Doppler-csúszott frekvenciája egy műhold rendszerében:

$$\omega_{sc} = \omega_0 + \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{sw}, \quad (4.3)$$

ahol \mathbf{v}_{sw} a napszélsebesség. Innen

$$\omega_{sc} = \omega_0 (1 - M_A \cos \vartheta_{Bx}). \quad (4.4)$$

A plazmarendszerben még jobbos polarizációval rendelkező hullámok a műhold rendszerében a Doppler-hatás következtében már mint balos polarizációval figyelhetők meg (Yumoto et al., 1984).

Az így a keltett UW-k frekvenciája (a műhold rendszerében is) tehát egyenesen arányos a proton girofrekvenciájával, s így a bolygóközi mágneses tér nagyságával. Az empirikus adatok elemzése során erre az összefüggésre Troitskaya et al. (1971) figyelt fel, amikor erős korrelációt talált a Pc3-as, Pc4-es pulzációk periódusa és az IMF nagysága között. Később

tanulmányok sora (Gul’elmi et al., 1973; Verő and Holló, 1978; Verő 1980; Green et al., 1983) erősítette meg ezeket az eredményeket (további hivatkozásokra lásd Verő 1986; Troitskaya, 1994; Hughes, 1994). Ugyanezt az összefüggést érvényesnek találták a foreshock térségben (Russell and Hoppe, 1981; Le and Russell, 1994) és a magnetoszférában végzett megfigyelések alapján (Yumoto and Saito, 1983; Yumoto et al., 1984) is. Mindezek a megfigyelések a nappali Pc3-4-es pulzációk upstream eredetére utaltak.

Elsőként Bol’shakova and Troitskaya (1968) mutatott rá egy másik fontos összefüggésre a bolygóközi tér és a pulzációk között, nevezetesen arra, hogy az IMF iránya hatással van a Pc3-asok gyakoriságára. Az ő és mások eredményei alapján (Plyasova-Bakunina, 1972; Greenstadt and Olson, 1976; Wolfe, 1980; Russell et al., 1983; Yumoto et al., 1985) a nappali Pc3-as pulzációk akkor figyelhetők meg a felszínen, amikor a Greenstadt and Olson (1976) által bevezetett ún. *kúpszög* (ϑ_{xB}), amelyet az IMF és a Nap-Föld tengely által bezárt szögeként definiálunk, kisebb, mint 50° - 60° . Az empirikus adatok alapján sok szerző a kúpszög 0° -os (Greenstadt and Olson, 1976; Russell et al., 1983; Yumoto et al., 1984), mások 30° körüli értékek mellett tapasztaltak maximális pulzációs aktivitást (Kovner et al., 1976; Verő and Holló, 1978; Chugunova et al., 2007).

Az elméleti úton kapott eredmények is ellentmondásosak e tekintetben. A kinetikus modellre (azaz Maxwell-egyenletek és a Vlasov-egyenlet megoldásán) alapuló számítások alapján többen rámutattak, hogy az instabilitás során keletkező upstream hullámok gerjesztése akkor a leghatékonyabb, amikor a hullámvektor (\mathbf{k}) a bolygóközi térrel párhuzamos (vagy éppen ellentétes), azaz amikor $\vartheta_{kB} \approx 0^\circ$ (pl. Barnes, 1970; Gary et al., 1981). Ezzel szemben Kovner et al. (1976) modelljében éppen a $\vartheta_{kB} \approx 30 - 35^\circ$ körüli értékekre adódott a maximális növekedési tényező.

Az IMF iránya nemcsak az upstream ULF hullámok keletkezésekor játszik fontos szerepet, hanem a mágneses burkon való átjutásuk hatékonyságát is megszabhatja. Konvekcióval a magnetopauza közelébe csakis a fejhullám orrának közvetlen környezetéből kerülhetnek a foreshockban keltett hullámok (Greenstadt and Olson, 1976; Russell et al., 1983; Odera, 1986; Chi et al., 1998). Annak pedig, hogy a fejhullám orránál upstream hullámok legyenek jelen, az a szükséges feltétele, hogy a fejhullám orra a kvázi-párhuzamos térfélben legyen, azaz ott, ahol a fejhullám normálisa és az IMF közötti hajlásszög (ϑ_{nB}) kisebb, mint 45° . A kritikus szög a napszél-konvekció tényleges irányeloszlását, a rugalmatlan visszaverődést és az aberrációt is figyelembe vevő pontosabb számítás szerint 50 - 51° (Greenstadt, 1991). Itt húzódik az ún. ULF foreshock határa. Mivel a fejhullám orra közelében a felület normálisa egybe esik a GSE x-tengelyének irányával, azaz itt $\vartheta_{nB} = \vartheta_{xB}$, lokálisan a kúpszög nagyságától függ, hogy a fejhullám orránál van-e UW tevékenység.

Kovner et al. (1976) számításai szerint az instabilitás növekedési üteme, illetve Popatov and Mazur (1994) szerint a hullámtranszfer hatékonysága, végső soron a magnetoszférában

észlelt hullámok energiája, a napszélebbességnek is függvénye kell hogy legyen. Magát a hatást, mint említettük, Saito (1964) már kimutatta, azonban eredményei nem kifejezetten az upstream eredetű hullámokra vonatkoznak. Yedidia et al. (1991) a pulzációs aktivitás napi és órás átlagait vetette össze a napszélebbességgel. Egy teljes évnnyi L'Aquilában ($L = 1.57$) végzett észlelés adatainak elemzése után azt találta, hogy a korrelációs együttható a 25 s periódusidejű (40 mHz) pulzációk esetében maximális, ez az érték pedig igen közel esett az átlagos várható UW periódushoz. Ez az eredmény is arra utal, hogy az UW-k amplitúdója függ a napszélebbeségtől.

Barnes (1970), Kovner et al. (1976), Varga (1980), valamint Gary et al. (1981) modelljeiből a visszavert ionok sűrűségétől való (lineáris) függés is kiolvasható. Végző soron a keltett UW-k amplitúdója legalább három napszél-paramétertől függ: a napszél-sebességtől, a visszavert ionok sűrűségétől és a bolygóközi mágneses tér irányától. Az ion-ciklotron instabilitás növekedési tényezője a hullámvektornak a bolygóközi mágneses térrel bezárt szögétől (ϑ_{kB}) függ. UW-k eleve csak a fejhullám kvázi-párhuzamos ($\vartheta_{nB} < 45^\circ$) előterében keletkezhetnek, hiszen csak itt vannak visszavert ionok, a fejhullám orrától való bejutás feltétele pedig, hogy a kúpszög értéke is kedvező legyen ($\vartheta_{xB} < 50^\circ$).

Megfelelő körülmények között tehát az UW-k, úgy látszik, átjutnak a mágneses hüvelyen, majd a magnetopauza orránál belépnek a magnetoszférába (Engebretson et al., 1991b; Krauss-Varban, 1994), magnetoszonikus hullámokként átjárják a magnetoszférát, átjutnak az ionoszférán, hogy végül mint geomágneses pulzációk ériék el a felszínt (Yumoto et al., 1984).

Az upstream eredetű ULF hullámok mágneses hüvelyen való átjutásának módja még ma sem tisztázott kérdés. Újabban Narita and Glassmeier (2006) vizsgálta a CLUSTER-műholdak mérései alapján az ULF-hullámok terjedését a foreshock térségben és a mágneses hüvelyben, s azt találta, hogy a hullámok a szubszoláris területen jellemzően a magnetoszférára felé terjednek (a plazmához rögzített rendszerben). A hullámokat a konvekció szállítja a magnetopauza orrához. Az orrtól oldal irányban távolodva az ULF hullámok terjedési iránya előbb nagyjából a konvekciós mintázatot követi, majd a hajnali, illetve alkonyati oldalhoz közelítve fokozatosan a magnetopauza felé fókuszálódik. A magnetopauzán való átlépés mikéntje sem kellően tisztázott.

A magnetoszférába bejutó hullámoknak a mágneses erővonalakon keresztüli, izotróp terjedése (pl. Russell et al., 1983; Yumoto et al., 1984) a magnetoszonikus (kompressziós) módban lehetséges. A belső magnetoszféra egésze azonban e hullámok számára sem "átlátszó". A beérkező hullám a mind sűrűbb közegben elérkezik egy ponthoz, ahonnan már nem tud tovább terjedni, s itt visszaverődik ('turning point'), innentől a közeg "átlátszatlan" a hullám számára. A magnetoszonikus hullám csak addig terjed, amíg a hullámegyenletnek van megoldása. Mivel mind a hullám terjedési sebessége (V_A), mind k_ϕ azimutális hullámszám a

hely függvénye, az ezek által adott

$$\omega_{min}^2(r, L) = k_\phi^2 V_A^2 < k_0^2 V_A^2 = \omega_0^2 \quad (4.5)$$

is helyfüggő, s éppen az adott helyen még terjedni képes legkisebb frekvenciát, a levágási frekvenciát adja meg a WKB-közelítésben (Lee and Lysak, 1990). Minthogy $k_\phi = 2\pi/\lambda_\phi = m/r$, továbbá egyszerű r^{-n} -es radiális plazmasűrűség-eloszlást tételezve az egyszerű dipóltérben (2.11) az egyenlítői Alfvén-sebesség $v_A \propto L^{-3+n/2}$ szerint változik, s így Lee and Lysak (1990) nyomán

$$\omega_{min}(L) = \frac{B_{0eq}}{R_E} \frac{m}{\sqrt{\varrho_{mp}} L^{-4+n/2}}, \quad (4.6)$$

ahol ϱ_{mp} a magnetopauzánál vett plazmasűrűség, m az azimutális hullámszám. Tipikus értékeket ($m = 3$, $n = 3$, $\varrho_{mp} = 1 \text{ cm}^{-3}$) behelyettesítve, az $L = 4, 5, 6, 7, 8, 9$ héjakon rendre 81 mHz, 46 mHz, 29 mHz, 20 mHz, 14 mHz, illetve 11 mHz adódik ω_{min} értékére. Ez azt jelenti, hogy a magasabb frekvenciájú hullámok mélyebbre hatolnak a magnetoszférában. Azok a hullámok, amelyek elérik a plazmapauzát (ahol a sűrűség ugrásszerűen megnő, s ezért ω_{min} visszaesik), onnan már akadálytalanul terjedhetnek tovább az ionoszféráig. E modell szerint a jellemzően 30 mHz körüli UW eredetű hullámok nemigen juthatnak az $L = 6$ héjon belül. Ez az eredmény mindenestre sokakat arra készítetett, hogy az upstream hullámok és a felszíni pulzációk közötti kapcsolatot megkérdőjelezzék.

Egy későbbi modelljében, amely Lee and Lysak (1990) modelljétől csak annyiban tér el, hogy már a plazmaszférát is tartalmazza, Lee (1996) megmutatta, hogy a 25-30 mHz körüli hullámok átlagos körülmények között elérik a plazmapauzát, s onnan tovább legalább az $L = 3$ héjig lejutnak. A magnetosféra a magnetopauza felől érkező hullámokat az egyenlítő körüli térrészbe "csatornázza", azaz a hullámoknak elsősorban az egyenlítő környékén van esélyük lejutni a felszínig. A visszaverődés helyén a visszavert magnetoszonikus hullámok egy exponenciálisan csillapodó, nem terjedő, ún. evanescent ('elenyésző') módhoz csatolódnak (Lee and Lysak, 1990; Alperovich and Fedorov, 2007). Így, ha nem is közvetlenül, de ezek a hullámok is elérhetik az ionoszférát.

Mások az upstream eredetű ULF hullámok sarki tölcsekreknél való közvetlen belépését (Troitskaya and Bol'shakova, 1984) illetve az ionoszférában való terjedését (ún. tranzisztor effektus, Engebretson et al. (1991a)) is javasolták mint lehetséges útvonalakat. A témakörrel Olson and Fraser (1994) adott széleskörű áttekintést.

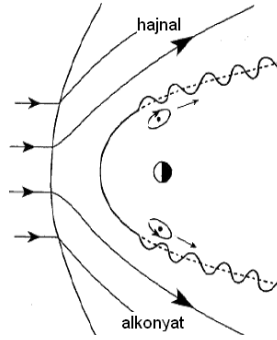
Az 1980-as évek közepére széles körben elfogadottá vált, hogy a nappali pulzációs aktivitás legalább részben a fejhullám előtti térségből ered. Bár az upstream ULF hullámok keletkezését és magnetoszférabeli, felszíni jelenlétüket illetően konszenzus alakult ki, ma is nyitott kérdés, hogy a pulzációs aktivitás mekkora hányadáért felelősek, és hogy melyek azok a domináns csatornák, amelyeken keresztül ezek a hullámok elérik a felszínt.

4.3.2. Kelvin-Helmholtz hullámok

A Pc3-4-es, de mindenekelőtt a Pc5-ös pulzációk egy másik exogén forrásmechanizmusa, jellemzően magasabb mágneses szélességeken az ún. Kelvin-Helmholtz instabilitás (KHI). A KHI a magnetoszféra oldalain a magnetopauza mentén áramló napszél nyíró hatására jön létre. A magnetopauzán a KHI által keltett felületi hullámok a szél által a vizen keltett hullámokhoz hasonlatosak. A vízben a felületi feszültség, a plazmában a mágneses feszültség áll ellen a KHI kifejlődésének. Az instabilitás feltétele a magnetopauzával párhuzamos mágneses tér esetében (Smets et al., 2002),

$$\Delta v \geq 2v_A = \frac{2B}{\sqrt{\mu_0 \rho}}, \quad (4.7)$$

a magnetopauza hajnali és alkonyati oldalán szinte mindig teljesül.



4.1. ábra. Kelvin-Helmholtz instabilitás a magnetopauzán mint a nappali pulzációk forrása

Az 1970-es években a KHI merült fel először mint a magnetoszférabeli Pc típusú pulzációk lehetséges forrása (Dungey, 1954; Chen and Hasegawa, 1974; Southwood, 1974; Hughes et al., 1978; Olson and Rostoker, 1978). Mivel a felületi hullámok a behatolási mélységgel exponenciálisan csillapodnak, szerepük a magnetopauza határánál, azaz csak magasabb szélességeken lehet jelentős. A KHI-eredetű tevékenység itt is csak a reggeli és esti órákban jelentékeny, tekintve hogy a napszél nyíró hatása ilyenkor a legnagyobb.

A napszélsebesség és a pulzációk amplitúdója közötti korreláció e mechanizmus esetén is várható. A KHI-eredetből adódó jellegzetesség a polarizáció megváltozása a helyi dél körül. A napkeltétől a délelőtt folyamán az erővonal irányába nézve balra forgó polarizáció délben előjelet vált.

Csak megjegyezzük, hogy a magnetoszférában a KHI máshol is felléphet, pl. az LLBL (low latitude boundary layer) és a plazmalepel határán szubviharok idején, nemcsak a vázolt hajnali és alkonyati határrétegen.

4.3.3. Nyomásimpulzusok a magnetopazán

A napszélben eleve meglévő, vagy a foreshockban létrejövő nyomás-fluktuációk, például a mágneses viharok beütésekor fellépő nyomásimpulzusok is lehetnek a nappali pulzációk forrásai (Korotova and Sibeck, 1994; Lysak et al., 1994). A vihart bevezető hirtelen viharkezdet (SSC - sudden storm commencement), vagy a viharral nem folytatódó hirtelen impulzus (SI - sudden impulse) maga is a napszéllel beérkező nyomásimpulzus hatására jön létre. Ezeket az impulzusokat, különösen magas szélességeken gyakran követik Pc5-6-os pulzációk.

Samson et al. (1991), majd mások megfigyelése szerint is magas szélességen gyakran figyelhetők meg ugyanazon a vissza-visszatérő frekvencián (1.3 mHz, 1.9 mHz, 2.6 mHz stb.) megjelenő pulzációk, amelyeket a szerzők a magnetoszféra mint rezonáns üreg sajátfrekvenciáiként értelmeztek. Újabban azonban Kepko et al. (2002) szép példákat hozott olyan eseményekre, amikor a napszél dinamikus nyomásának fluktuációja közvetlenül is megjelent a geoszinkron pályán mért Pc5-6-os pulzációkban, igen hasonló spektrális jellemzőkkel. A legfrissebb statisztikai elemzések arra mutatnak, hogy ez a viselkedés tipikusnak mondható. Viall et al. (2009) a teljes 1996-2005 közötti időszakot felölelő statisztikai vizsgálata szerint a napszél sűrűségingadozásaiban megjelenő spektrális csúcsok az esetek nagyobb részben a magnetoszférában is megfigyelhetők. A napszél-fluktuációk, hirtelen nyomásimpulzusok Pc3-4-es pulzációkkal való kapcsolata alig ismeretes.

4.4. Endogén ULF hullámok

Mint ahogy az ULF hullámok hullámhossza a magnetoszférában éppen a magnetoszféra karakterisztikus mérettartományába esik, a magnetoszférában elvileg számos rezonancia-jelenség, húr-, héj- és üregrezonancia fejlődhet ki, s hullámvezetők is kialakulhatnak.

4.4.1. Üregrezonanciák

A magnetoszféra nappali oldalán több, az ULF-hullámhossz nagyságrendjébe eső üreg található. Az üregek határát azok a felületek képezik, ahol a közegbeli terjedési sebesség gyorsan változik: elsősorban az ionoszféra, a magnetopauza, valamint a plazmapauza. Ennek megfelelően a szerzők magnetoszférabeli (ionoszféra-magnetopauza közötti üreg: Kivelson and Southwood, 1985, 1986), plazmaszférabeli (plazmapauza és ionoszféra között: Lee, 1996; Kim and Takahashi, 1999), s olykor plazmavályúbeli (Samson et al., 1991; Lysak et al., 1994) üregrezonanciáról beszélnek. Nevezik a jelenséget FMR-nek is ('fast mode resonance'). A kutatáshoz a kezdeti impulzust az adta, hogy magasabb szélességeken rendszeresen figyeltek meg ugyanazokon a diszkrét frekvenciákon (néhány mHz) makacsul visszatérő felszíni pulzációkat (felfedezőjük után Samson-féle "mágikus frekvenciák"). Az üregrezonanciák gerjesztői

az említett szerzőknél általában a napszél nyomásimpulzusai (pl. Kivelson and Southwood, 1985), a KHI (pl. Samson et al., 1991), külön-külön vagy együtt, vagy más, közelebbről meg nem jelölt, általában széles spektrumú források. A szerzők nagy része a jelenség elméleti modellezésére összpontosított, mind szofisztikáltabb modelleket alkotva, míg az FMR-ek in-situ mérési adatokból való azonosítására tett kísérletek sorra kudarcot vallottak (Kim and Takahashi, 1999; Waters et al., 2002). Kepko et al. (2002) felismerése, miszerint a Samson-frekvenciák a napszélben is jelen vannak, további kételyeket támasztott az FMR-ek szerepét illetően. Az FMR-elmélettel kapcsolatos egyik legalapvetőbb kritika az volt, hogy a modellek azimutális szimmetriát tételeztek fel, ami a külső magnetoszférára egyáltalán nem tartható, csak a plazmaszféra esetében védhető feltevés. A modellen ezért néhányan úgy igyekeztek javítani, hogy azimutális aszimmetriát feltételezve a külső magnetoszférát hullámvezetőként értelmezték (Samson et al., 1992; Wright, 1994) (a témáról jó áttekintést ad Hughes (1994) and Samson and Rankin (1994)). A külső magnetoszféra rezonanciái a modellek szerint a Pc5-ös tartományba esnek, s így nem jöhetnek szóba a nappali Pc3-4-es pulzációk forrásaként. A teljes magnetoszférában, de még inkább a plazmaszférában feltételezett üregrezonanciák viszont már ebbe a tartományba esnek.

4.4.2. Erővonal- vagy héjrezonanciák

A Pc3-as pulzációk leggyakoribb típusa, legalábbis közepes szélességeken, az ún. erővonal-rezonancia (FLR - field line resonance). Ez a 3.3 fejezetben tárgyalt toroidális (olykor poloidális) oszcillációnak felel meg. Az FLR-eket a mechanikus hűrrezgésekhez hasonlóan lehet elképzelni, maguk az FLR-ek az erővonalak mentén kialakuló transzverzális állóhullámok. Az elektromos komponensnek a két féltéken az ionoszféra E-rétegében csomópontja van, az alapharmonikus esetében a hullámhossz az erővonal hosszának a kétszerese. A mágneses komponensnek viszont az egyenlítőnél van csomópontja, s az ionoszférában az erővonalaknak szabad végük van. Az FLR-ek egyik már említett, jellegzetes tulajdonsága, hogy a rezonáns frekvencia az erővonalak hosszváltozása miatt szélességfüggő, a középeztől a magasabb szélességek felé haladva a frekvencia csökken. A rezonáns frekvencia adott helyen már elsősorban az erővonal menti plazma sűrűségétől függ. A sűrűbb közegben a hullámok lassabban terjednek, ami a frekvencia csökkenéséhez vezet. Körülbelül az $L=1.5$ -től befelé, ahol az erővonalak már alig emelkednek az ionoszféra fölé, plazmában nagyobb arányban vannak jelen nehéz ionok (oxigén), ezért itt a szélességfüggés megfordul, s az egyenlítő felé tovább haladva a rezonanciafrekvencia ismét csökken (Alperovich and Fedorov, 2007). Gyakran azimutális szimmetriát feltételezve erővonal-rezonanciák helyett inkább héjrezonanciákról beszélünk, azaz egy teljes geomágneses héj együttes, "riszáló" mozgásáról. A valóságban viszont a rezonancia a nappali oldalra korlátozódik, azaz a 3.3 fejezetben tárgyalt teljes azimutális szimmetria sohasem valósul meg.

A rezonáns frekvencia becslése a legegyszerűbben a geomágneses dipóltér-modell és egy r^{-m} -es radiális plazmasűrűségeloszlás-modellből kiindulva, a futásidő integrál számításával valósítható meg. Bár a plazmasűrűség-eloszlás hatványfüggvénnyel való közelítése elég nagyvonalú egyszerűítésnek tűnik, a gyakorlati alkalmazások azt mutatják, hogy igen jó közelítést ad. Kihasználva (2.13)-t a teljes térerő változása a λ_0 mágneses szélességhez tartozó erővonal mentén a mágneses szélesség függvényében:

$$B(\lambda) = \frac{\mu_0 M_E}{4\pi R_E^3} \left(\frac{\cos \lambda_0}{\cos \lambda} \right)^6 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda}, \quad (4.8)$$

Az erővonal menti plazmasűrűség-eloszlást (2.34) szerinti alakúnak feltételezve, ismét (2.13) segítségével a sűrűséget a mágneses szélesség függvényében kifejezve:

$$\varrho(\lambda) = \varrho_{eq} \cos^{-2\alpha} \lambda. \quad (4.9)$$

ahol ϱ_{eq} a plazma egyenlítői tömegsűrűsége. A futásidő-integrál a WKB-közelítésben

$$T_{WKB} = 4 \int_{s_1}^{s_2} \frac{ds}{v_A(s)}. \quad (4.10)$$

Az erővonal menti elemi ds úthossz polárkoordinátákkal felírva, majd (2.13) felhasználásával trigonometriai átalakítások után

$$ds = \sqrt{r^2 d^2 \lambda + dr^2} = LR_E \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} d\lambda. \quad (4.11)$$

(4.8), (4.9) és (4.11) segítségével (4.10) az alábbi módon írható át:

$$T_{WKB} = 4 \int_0^{\lambda_0} \frac{\sqrt{\mu_0 \varrho(\lambda)}}{B(\lambda)} LR_E \cos \lambda \sqrt{1 + 3 \sin^2 \lambda} d\lambda = 16\pi \frac{L^4 R_E^4}{M_E} \sqrt{\frac{\varrho_{eq}}{\mu_0}} \int_0^{\arccos \sqrt{1/L}} \cos^{7-\alpha} \lambda d\lambda. \quad (4.12)$$

A toroidális módusú FLR-ek kompressziós hullámok általi gerjesztésének elméletét Chen and Hasegawa (1974), valamint Southwood (1974) dolgozták ki egymástól függetlenül. Eszerint mindannyiszor, amikor kompressziós hullámaktivitás jelen van a magnetoszférában, azok az erővonalak, amelyeknek sajátfrekvenciái beleesnek a gerjesztő hullám sávjába, gerjesztődnek. Ez azt jelenti, hogy a nappali Pc3-4 aktivitás forrása egyszersmind az FLR-ek forrása is. Ennek megfelelően előbb a KHI-t, később az UW-eket tartották, míg sokan újabban az üregrezonanciákat tartják a nappali FLR-ek elsődleges keltőinek.

5. fejezet

Felhasznált adatok és az alkalmazott módszerek

Ebben a fejezetben a dolgozatban felhasznált adatokat és azokat a módszereket ismertetem, amelyek használatával a bemutatandó eredményekre jutottam.

5.1. Az MM100 állomáslánc

Ahhoz, hogy a pulzációk magnetoszférabeli terjedésével kapcsolatos, ma még nyitott kérdéseket megválaszolhassuk, az erővonal-rezonanciák azonosítására is alkalmas, állomáspárokból összetett globális meridionális hálózatok kiépítésére lenne szükség. A szárazföldek eloszlása három lehetséges zónát jelöl ki ilyen globális hálózatok kiépítésére, ezek: 1. a Csendes óceán nyugati partvidéke (Kína, Japán), valamint Indonézia és Ausztrália; 2. az amerikai kontinens Kanadától a Tűzföldig, 3. Skandináviától Európán, Afrikán át Dél-Afrikáig. Ezek közül elsőként az MM210-es (azaz a 210° -os mágneses hosszúsági kör menti) hálózat kezdett kiépülni japán koordinációval az 1990-es évek elején. Ennek 1995-től kibővített utóda a CPMN (Circum pan-Pacific Magnetometer Network) ma már az északi 70° szélességtől a déli 65° szélességig terjed, s így valóban az első globális meridionális hálózatnak tekinthető (Yumoto and the CPMN Group, 2001). Az amerikai meridionális hálózat (az északi féltekén, a 330° meridián mentén, a 20° és 63° mágneses szélességek között) kiépítését McMAC (Mid-continent Magnetoseismic Chain) néven, a kanadai CARISMA (Canadian Array for Realtime Investigations of Magnetic Activity) folytatásaként az utóbbi években szintén megkezdtek. Európában inkább csak regionális hálózatok léteztek (Skandináviában az IMAGE és a SAM-NET, délen a SEGMA), de ezek nem voltak összeköttetésben egymással. Az MM100 volt az első kezdeményezés ennek a kapcsolatnak a megteremtésére.

Az elhelyezkedése után (a 100° mágneses meridián mentén húzódik) MM100-nak keresztelt kvázi-meridionális állomáslánc létrehozását a geomágneses pulzációk megfigyelésére 2001

szeptemberében magam szerveztem meg. Az MM100 előzménye egy az 1999. évi teljes napfogyatkozás geomágneses hatásának megfigyelését célzó, a USGS-által (műszerekkel) támogatott nemzetközi mérési kampányunk megszervezése és koordinálása volt. Az ideiglenes hálózat magyarországi állomásainak telepítését kollégáimmal (Csontos András, Szabados László) hajtottuk végre. Ennek a kampánynak is köszönhető, hogy - részben hazai és nemzetközi együttműködések keretében - sikerült kimutatnunk a napfogyatkozás mágneses variációkra (Heilig et al., 2001; Curto et al., 2006) és pulzációkra (Bencze et al., 2007) gyakorolt hatásait.

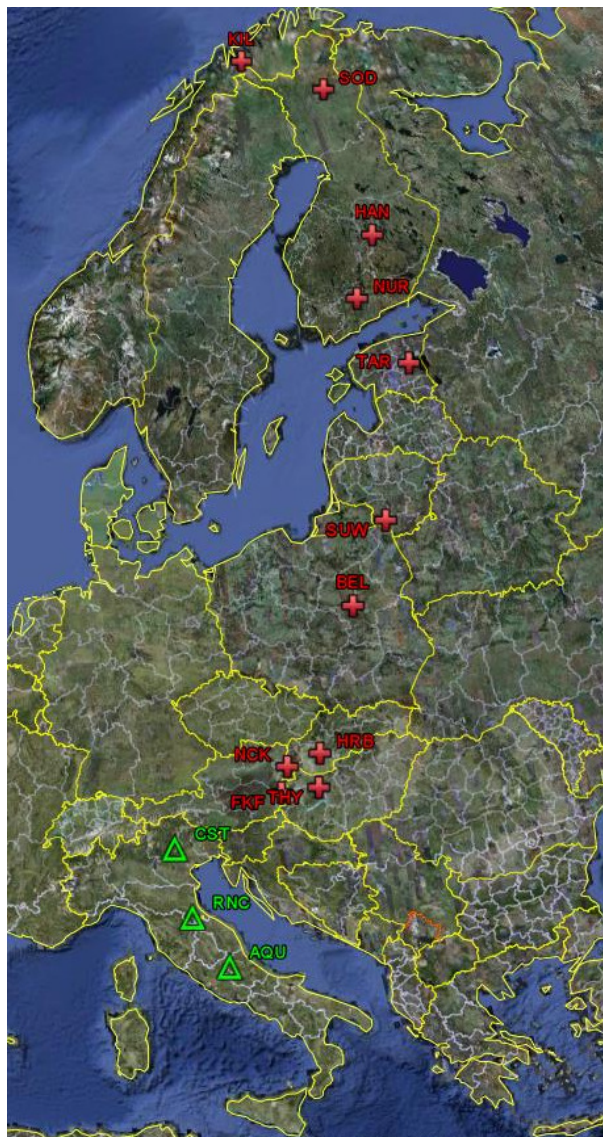
2000-ben, még mindig a USGS-szel közös projekt keretében telepítettük előbb a farkasfai, majd a nagycenki állomást. Utóbbi ma is működik. Az MM100 állomáslánc már létező infrastruktúrán alapult, nagyrészt geomágneses obszervatóriumok, illetve az általuk működtetett mágneses variációs állomások bevonásával. A cél az volt, hogy a létező észak- (IMAGE: Lühr et al., 1998, SAMNET) és dél-európai (SEGMA: Vellante et al., 2004) hálózatok közötti űrt valahogy kitöltsük, megteremtve a lehetőségét az ULF-jelenségek szélességfüggésének teljesebb vizsgálatára. Finn, észt, lengyel, szlovákiai és hazai intézmények támogatták kezdeményezésemet, így az L=1,8 -tól az L=6,1 héjig terjedő, a plazmapauzán is túlnyúló hálózat jöhetett létre. Korábban Európában ilyen nem létezett, egy-egy rövid kampánytól eltekintve. A csatlakozott finn és észt állomások az IMAGE hálózat tagjai. A lengyel és az ógyallai állomást a helyi tudományos akadémiák üzemeltetik.

Az MM100 állomáslánccal, egyetlen magyar résztvevőként, csatlakoztunk a Nemzetközi Heliofizikai Év (IHY2007, 2007-2009) mérési kampányaihoz (<http://ihy2007.org/WHI/>), annak CIP-39 számon regisztrált programjaként. A lengyelországi Suwalki állomás telepítését a lengyel fél már kifejezetten e projekt érdekében vállalta. Az alábbi táblázatban (5.1 táblázat) adom meg a hálózat földrajzi és geomágneses koordinátáit.

5.1. táblázat. Az MM100 magnetométerlánc állomásai

Állomás neve	Intézet	IAGA kód	Földrajzi koordináták		AACGM koordináták		McIlwain L-héj
			ϕ	λ	Φ	Λ	
Kilpisjärvi	IMAGE	KIL	69,02 °	20,79 °	66,10 °	104,00 °	6,09
Sodankylä	IMAGE	SOD	67,37 °	26,63 °	64,16 °	107,46 °	5,26
Hankasalmi	IMAGE	HAN	62,30 °	26,65 °	59,01 °	104,78 °	3,77
Nurmijärvi	IMAGE	NUR	60,52 °	24,65 °	57,23 °	102,34 °	3,41
Tartu	IMAGE	TAR	58,26 °	26,46 °	54,48 °	103,04 °	3,01
Suwalki	PAS	SUW	52,99 °	21,00 °	48,20 °	97,00 °	2,42
Belsk	PAS	BEL	51,83 °	20,80 °	48,01 °	96,15 °	2,23
Ógyalla	SAS	HRB	47,87 °	18,18 °	43,56 °	92,86 °	1,90
Nagycenk	ELGI-USGS	NCK	47,63 °	16,72 °	43,27 °	91,53 °	1,89
Farkasfa	ELGI-USGS	FKF	46,91 °	16,31 °	42,43 °	91,00 °	1,84
Tihany	ELGI-USGS	THY	46,90 °	17,89 °	42,44 °	92,39 °	1,84

Az állomásokon a mérőberendezések alapjellemzőit, amennyire lehetett, egységesítettük az összehasonlíthatóság érdekében. Az állomásokon üzemelő magnetométerek valamennyien nagy felbontású (1-10 pT), alacsony zajú (40-50 pT), 1 Hz-en mintavételezett, GPS-egységgel szinkronizált, három komponenses fluxgate, illetve torziós fotoelektromos berendezések (a részletes műszaki paraméterekre lásd Heilig et al., 2007a). Az egységesítés részeként a hazai állomásokon korábban használt sávszűrő (3-200 mHz) regisztrálás helyett 2004 januárjától áttértünk a teljes mágneses variáció (DC-500 mHz) regisztrálására. Ennek érdekében módosítottuk az analóg szűrő karakterisztikáját (a műszerész munkát Szabados László végezte), Merényi László pedig egy teljesen új regisztráló-szoftvert fejlesztett. A mintavételezést 1 Hz-ről 16 Hz-re növeltük, s egyúttal lehetővé tettük a távoli elérést és adatletöltést is.



5.1. ábra. Az MM100 és a SEGMA állomáslánc

Az MM100 adatbázis jelentőségét nem csupán az adja, hogy ezek az itt gyűjtött ada-

tok együtt sehol máshol nem érhetők el. Az MM100 az egyébként csak 10 s-os mintavétellel archivált IMAGE adatokat is 1 Hz-es felbontásban archiválja. Ebből következően, nem az ellenőrzött IMAGE-adatokból, hanem a nyers regisztrált adatokból kellett kiindulni, s az adatokat a leggyakoribb hibákra (tüskék, zavarok, lyukak, adathiányok) végig kell ellenőrizni. A rövid, 1-2 s időtartamú tüskéket és lyukakat lineáris interpolációval távolítom el, a mesterséges zajjal terhes időszakokat törölöm. A legkomolyabb és egyben legidőigényesebb munkát az időszinkronhibák kiszűrése és lehetőség szerinti javítása jelenti. E célra a szomszédos állomásokon mért, szinkronizálásra kiválasztott jelek (globális pulzációk) fáziskülönbségének számításán alapuló eljárást dolgoztam ki, amelynek segítségével közeli állomások esetén 1 s, távolabbi állomások esetén legfeljebb 2-3 s pontossággal az adatok szinkronizálhatók, legalábbis relatív értelemben.

Az MM100 adatokon kívül felhasználtam még a Tihannyal közel azonos L-héj mentén fekvő, a Tihany konjugált pontjának tekinthető dél-afrikai Hermanus obszervatórium, illetve az attól az egyenlítő felé eső szintén dél-afrikai Southerland állomáson regisztrált pulzációkat is. Ezekhez az adatokhoz egy dél-afrikai-magyar pályázati együttműködés (témavezetők: Peter Sutcliffe prof. és Heilig Balázs) keretében jutottam hozzá.

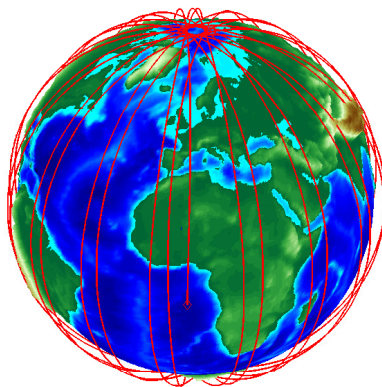
Az obszervatóriumokban általában a földrajzi észak szerint tájolt (XYZ) vektor-magnetométerekkel regisztrált adatsorokat a geomágneses térhez lokálisan igazodó, mágneses koordináta-rendszerbe (HDZ) transzformálva használtam.

5.2. Mérések a magnetoszférában, a foreshockban és a napszélben

5.2.1. A CHAMP-műhold mérései a felső-ionoszférában

A CHAMP műholdat 2000. július 15-én bocsátották fel. Pályája csaknem cirkuláris, közel poláris (inklinációja 87.3°). Kezdeti magassága 454 km volt, ami 5 év alatt fokozatosan 350 km-re csökkent. E pálya egyik előnye, hogy helyi időben lassan sodródik, ami számos jelenség helyi idő szerinti függésének vizsgálatát teszi lehetővé. A helyi időben teljes fedettséget 132 nap alatt ér el. Az itt használt mágneses adatok az előfeldolgozott (2-es szintű) fluxgate vektor-magnetométer adatok (termékazonosító: CH-ME-2-FGM-FGM). A magnetométer 50 Hz-en 0.1 nT felbontással regisztrál. Az alapfeldolgozás során a nyers adatokat 1 Hz-es mintákká átlagolják. A fluxgate magnetométert rendszeresen kalibrálják egy abszolút skalár (Overhauser) magnetométerrel. A CHAMP az első alacsony pályán keringő (LEO - 'low Earth orbit') műhold, amely az erővonal-rezonanciák (Vellante et al., 2004) és Pi2-es pulzációk (Sutcliffe and Lühr, 2003) mellett a rendszerint igen kis amplitúdójú UW eredetű hullámok megfigyelését is lehetővé tette (Heilig et al., 2007b). A kompressziós módusú

hullámok vizsgálatánál a kompressziós komponens vizsgálata helyett célszerű lett volna a kalibrálási és tájolási problémáktól mentes skalár magnetométer adatainak használata, hiszen a transzverzális fluktuációk a tér nagyságához képest elhanyagolható nagyságúak (azaz $\delta B \ll B_0$), s ezért a teljes térerő fluktuációiban nem jelennek meg, míg a kompressziós komponens longitudinális variációi igen (Jadhav et al., 2001). Végül a fluxgate-ből számolt teljes térerő adatok használata mellett döntöttem, mert itt kedvezőbb volt a jel/zaj viszony. A tájolási bizonytalanságból eredő problémákat így nagyrészt elkerültem, de azzal számolni kellett, hogy a kalibráció esetleges hibái miatt, különösen magas szélességeken, nagy erővonal menti áramok esetében a számolt teljes térerőben nemkívánatos, valójában nem kompressziós fluktuációk is megjelenhetnek. Az erővonal-rezonanciák vizsgálata során a vektoradatokat is felhasználtam, erővonal menti koordináta-rendszerben.



5.2. ábra. A CHAMP egy napi pályája

A LEO-műholdak által rögzített geomágneses pulzációk tanulmányozásának jelentőségét az adja, hogy az ionoszféra felett a két hullámmódus (Alfvén, ill. kompressziós) más-más komponens(ek)ben jelentkezik (Yumoto et al., 1984; Takahashi et al., 1994), míg az ionoszféra a 90° -os forgatás miatt mindkét módot a felszíni H -komponensbe vetíti. A felszínen éppen ezért a különböző eredetű pulzációk szétválogatása sajátos eljárásokat igényel.

A gyorsan mozgó műhold idősorában a térbeli mintázatok (pl. kéreganomáliák, erővonal menti áramok, plazmabuborékok mágneses hatása) is időbeli változásokká képeződnek le. A csekély amplitúdójú hullámjelenségek vizsgálatánál ezért fontos ezek eltávolítása, illetve elkerülése. A CHAMP keringési ideje valamivel több mint 90 perc, sebessége kb. 7.5 km/s. Ez azt jelenti, hogy a Pc3-as ($T = 10 - 45s$) pulzációknak 75-340 km-es, a Pc4-es ($T = 45 - 150s$) pulzációknak pedig 330-1100 km hullámhosszú térbeli anomáliák felelnének meg. Mivel a CHAMP méréseiből származtatott mágneses modell, a POMME (Potsdam Magnetic Model of the Earth) 2.5-ös verziója (Maus et al., 2006) a 444 km hullámhossznak megfelelő 90. fokú szferikus harmonikusig írja le a mágneses teret, legújabb verziói pedig már 120. fokig (333

km), e modell segítségével elsősorban a Pc4-es pulzációk, illetve a velük nagyjából azonos sávba eső Pi2-es pulzációk mentesíthetők a kéreganomáliák zavaró hatásától (Sutcliffe and Lühr, 2003; Vellante et al., 2004; Heilig et al., 2007b). A POMME modell a mag-eredetű téren és a földkéreg terén kívül a magnetoszférikus tereknek (gyűrűáram, poláris áramok) a CHAMP magasságában számottevő járulékot adó összetevőit tartalmazza.

Nem szabad említés nélkül hagyni, hogy vannak más mágneses jelek is, pl. az egyenlítői spread-F jelenséggel kapcsolatba hozható plazmasűrűség fluktuációk, az ún. plazmabuborékok (Stolle et al., 2006), vagy az ionosféra F tartományának áramrendszere (Lühr et al., 2002), melyeket az adatfeldolgozás során igyekeztünk kiszűrni.

5.2.2. CLUSTER megfigyelések a foreshockban

Az ESA CLUSTER II nevű misszióját szintén 2000 nyarán bocsátották útjára. A CLUSTER négy műholdból áll, elsődleges szerepe a magnetosféra, a földközeli napszél dinamikájának, illetve kölcsönhatásainak vizsgálata. A tetraédert alkotó négy hold távolságát a misszió során gyakran megváltoztatták (többnyire a 40-10000 km tartományban), mert a különböző jelenségek különböző térskálákon figyelhetők meg. A holdak pályája poláris elliptikus pálya, 57 óra keringési idővel. A pálya epigeuma mintegy $4 R_E$, az apogeum kb. $20 R_E$. A pálya síkja nagyjából egy teljes fordulatot tesz az év folyamán a Föld forgástengelye körül. Ennek következtében az upstream hullámok forrásterületén, a foreshock térségben a CLUSTER csak a téli időszakban végez megfigyeléseket.

A holdakon elhelyezett számos műszer közül a háromkomponens fluxgate-magnetométerek adatait használtam fel. A foreshockban használt legérzékenyebb üzemmódban ($-64 \text{ nT} - 64 \text{ nT}$) az FGM felbontása $7,5 \text{ pT}$, zaja $1 \text{ Hz-en } 10 \text{ pT}$. Normál üzemmódban a mintavételi frekvencia $22,4 \text{ Hz}$. Az adatokat a hullámmódusok könnyebb azonosításának érdekében (minimum-variancia módszerrel meghatározott) erővonal menti koordináta-rendszerbe transzformáltam.

5.2.3. In-situ mérések a bolygóközi térben

A felhasznált bolygóközi mágneses tér adatok (IMF), valamint a napszél plazma adatok az ACE (Advanced Composition Explorer) űrszonda GSM-rendszerben közzétett 64 s-os időbeli felbontású MFI (Magnetic Field Experiment) ill. SWEPAM (Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor) adatsorai. A kalibrált (2-es szintű) adatok az ACE Science Center-en keresztül hozzáférhetők. Az ACE szondát a napszél monitorozására tervezték, ezért az $L1$ Lagrange-pont körüli pályára állították. A Földtől kb. $230 R_E$ távolságban átlagosan nagyjából egy órával azelőtt végez észleléseket a napszélben, mielőtt a napszél a magnetoszférát elérné. Ennek a késésnek a kiküszöbölésére kezdetben a mindenkor napszéle sebességet figye-

lembe véve eltoltam az ACE-hold szűréssel simított idősorát, így szimulálva egy közvetlenül a fejhullám orránál végzett mérésort. Ma már elérhetők a fejhullám orrához szinkronizált nagy időbeli (perces) felbontású napszél adatsorok a NASA OMNI adatbázisán keresztül (omni2 adatok). Az újabb vizsgálatokban, ahol ezt külön nem jeleztem, már ezt a napszél adatsort használtam.

5.3. Az ULF jelenségek leírására, analízisére használt jellemzők, eljárások

5.3.1. A pulzációs aktivitás jellemzése

A geomágneses pulzációs aktivitás jellemzésére egy egyszerű, gyorsan számítható amplitúdó-indexet vezettem be. Az aktivitási index a Pc típusoknak megfelelő frekvenciatartományok szerint sávszűrt idősorokból, a választott időbeli felbontásnak megfelelő hosszúságú intervallumokban a jel nulla körüli ingadozásának rms-értéke ('root mean square'), azaz az intervallumba eső N db mintára

$$\text{Pc3ind} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} (h^{\text{Pc3}}(n))^2}, \quad (5.1)$$

ahol h^{Pc3} a H -komponens Pc3-as sávnak megfelelő sávszűrt idősora. Ez az aktivitási index az intervallumon a fenti értelemben vett átlagos amplitúdót adja vissza. Az aktivitási indexet minden vizsgált állomásra mind a Pc3-as, mind a Pc4-es frekvenciasávban meghatároztam, a H - és a D -komponensre egyaránt, pT egységben. Az aktivitási indexeket órás, 5 perces (azaz a maximális Pc4-es periódus kétszeresének megfelelő), ill. perces (csak Pc3-as) időbeli felbontással is meghatároztam a különböző vizsgálatokhoz.

A másik, hasonló céllal felhasznált paraméter az idősor adott intervallumon vett energiasűrűség-spektrumából számított sávintegrált energia. Ez az idősor diszkrét Fourier-transzformáltján alapul:

$$\hat{X}(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(n) e^{-i \frac{2\pi k}{N} n} \quad k = 0, \dots, N-1, \quad (5.2)$$

ahol $\hat{X}(k)$ $x(n)$ Fourier-transzformáltja. E normálás mellett a jel k -hoz tartozó energiája:

$$P_x(k) = \frac{2}{N f_s} |\hat{X}(k)|^2, \quad (5.3)$$

a sávintegrált energia a k_1 k_2 sávban pedig:

$$\sum_{k=k_1}^{k_2} P_x(k). \quad (5.4)$$

A sávinTEGRÁLT energia és a jel energiája között a Parseval-tétel teremt kapcsolatot:

$$\sum_{n=0}^{N-1} |x(n)|^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} |\hat{X}(k)|^2. \quad (5.5)$$

Azaz a DC-től a Nyquist-frekvenciáig integrált energia arányos a megfelelő intervallumon vett rms alapú index négyzetével, s az arányossági tényező N^2 .

Két valós jel komplex kereszt-energispektruma (P_{xy}) a következőképpen definiálható:

$$P_{xy}(k) = \frac{2}{Nf_s} \hat{X}(k) \overline{\hat{Y}(k)}, \quad (5.6)$$

ahol a felülvonás komplex konjugáltat jelent.

5.3.2. Wavelet analízis

A gyorsan mozgó műholdak esetében sem a fenti értelemben vett rms-alapú indexek számítására, sem a Fourier-analízis alkalmazására nincs lehetőség. A Pc3-as események frekvenciája néhányszor tíz mHz, az adatok mintavételi frekvenciája általában 1 Hz. A néhány mHz-es felbontáshoz Fourier-transzformáció alkalmazása esetén legalább 15-20 percnyi adatsorra lenne szükség. A CHAMP ennyi idő alatt viszont mintegy 60°-80°-os szélességtartományt szel át. A probléma áthidalására a leképezendő folyamatok dinamikájához jól alkalmazkodó wavelet-analízist használtam. A wavelet-analízis előnye, hogy minden változást a maga skáláján mér, azaz például magasabb frekvenciákon nagyobb időbeli felbontást ad. A folytonos wavelet-transzformáció definíció szerint:

$$\hat{X}(t, s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) \psi^* \left(\frac{\tau - t}{s} \right) d\tau, \quad (5.7)$$

ahol $\hat{X}(t, s)$ a t időpontban az s skálához tartozó wavelet-együttható, $\psi(\tau)$ a transzformáció magfüggvénye ('mother-wavelet'), $x(\tau)$ pedig a transzformált idősor. Mint az a spektrális elemzésekben általános, én is a Morlet-waveletet használtam mint magfüggvényt, komplex alakban, az alábbi normálással:

$$\psi(\tau) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} e^{-\frac{\tau^2}{2}} e^{i\omega_0 \tau},$$

ahol is ω_0 a magfrekvencia. Egy s skála és a neki megfelelő f frekvencia között az

$$s \cdot f = \frac{\omega_0}{2\pi}$$

összefüggés teremt kapcsolatot.

Egy jel wavelet-analízissel meghatározott spektrális energiasűrűsége (P_x) a következőképpen adható meg:

$$P_x(t, s) = \left| \hat{X}(t, s) \right|^2.$$

A komplex spektrális kereszt-energiásűrűség wavelet-alapú meghatározása:

$$P_{xy}(t, s) = \hat{X}(t, s) \overline{\hat{Y}(t, s)}. \quad (5.8)$$

5.3.3. Koherencia vizsgálatok

A CHAMP-pel végzett megfigyelések feldolgozásakor a fenti eljárások mellett a műholdas-földi jelek közötti koherenciát is meghatároztam. A wavelet koherencia az alábbiak szerint számítható:

$$R_{xy}(t, s) = \frac{\left| \left\langle \hat{X}(t, s) \overline{\hat{Y}(t, s)} \right\rangle \right|}{\sqrt{\left\langle |\hat{X}(t, s)|^2 \right\rangle \left\langle |\hat{Y}(t, s)|^2 \right\rangle}}, \quad (5.9)$$

ahol $\langle \rangle$ súlyozott átlagolást jelent, mind időben, mind skála szerint. A súlyfüggvényt az alkalmazott wavelet skálázásához igazodva skáláztam. A Morlet wavelet esetében ez Grinsted et al. (2004) nyomán időben Gauss-súlyokkal való futó-átlagolás, míg skála szerint egyszerű futó átlagolás alkalmazását jelentette. A waveletek simító hatása miatt a koherencia első pillantásra nem elég jól meghatározott sem időben, sem frekvenciában. Bár az idő szerinti átlagolás skálától függetlenül 6 teljes periódusra kiterjed ($6T$), azaz a futó ablak hossza $6T$, a Gauss-súlyok összege már a $[-2T, 2T]$ intervallumban is 0,98, a $[-1T, 1T]$ intervallumban pedig 0,77. A 16-100 mHz-es jelek esetén az alkalmazott ablakhossz 1-6 perc, ami azt jelenti, hogy a CHAMP gyors mozgása ellenére is a wavelet koherencia hasznos mennyiség lehet a műholdas-földi analízisek során a jelenségek lokális jellemzésében. A CHAMP domináns frekvenciájához tartozó CHAMP-földi koherenciát így minden MM100 állomásra meghatároztam, a spektrális analízisnek megfelelő 1 perces felbontásban.

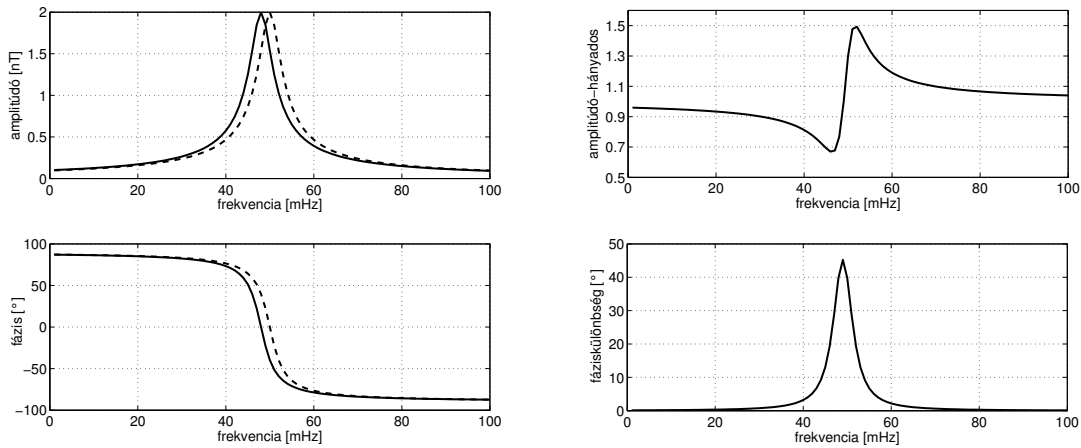
5.3.4. Erővonal-rezonanciák azonosítása keresztfázis-analízissel

Az erővonal-rezonanciák azonosítására az elmúlt két évtizedben több módszer is született. Ezek általában abból indulnak ki, hogy egy f_r sajátfrekvenciájú erővonal közelében az $f = f_r$ frekvenciájú hullámok amplitúdója a rezonancia következtében felerősödik (5.3, balra fent), a fázis pedig a rezonáns frekvencia közelében igen gyorsan változik (5.3, balra lent). A Baransky et al. (1985) által kidolgozott amplitúdó gradiens módszer abból indul ki, hogy az egymáshoz közeli (50-200 km) észak-déli állomáspár észlelőhelyein (x_1 és x_2) az erővonal-rezonancia már mérhetően különböző frekvencián jelenik meg. A két állomás között félúton elhelyezkedő héj frekvenciája a két állomáson regisztrált jelek amplitúdóspektrumának hányadosából viszonylag könnyen meghatározható. A felszínen, a rezonancia környezetében ($|x_1 - x_r(f)| \leq \varepsilon$), az x_1 helyen a komplex H -amplitúdó így írható (Green et al., 1993):

$$H(x_1, f) = \frac{H_r(f)}{1 + i\zeta}, \zeta = \frac{x_1 - x_r(f)}{\varepsilon}, \quad (5.10)$$

ahol x a meridián menti koordináta, $x_r(f)$ az f rezonáns frekvenciájú erővonál koordinátája, $H_r(f)$ az amplitúdó a rezonáns pontban, ε pedig a rezonancia félszélessége. A rezonancia félszélessége definíció szerint azt a távolságot jelenti, ahol a rezonancia amplitúdója $|1/(1+i)| = \sqrt{0,5} \approx 0,707$ részére csökken.

Az 5.3 ábrán (balra fent és lent) az amplitúdó és a fázis e modell alapján számított spektrumát mutatom be, ahogyan az az $x_1 = 150$ km, $x_2 = 250$ km helyeken megfigyelhető lenne, x_1 pontban 50 mHz helyi rezonáns frekvenciát és 2 nT amplitúdót, $\varepsilon = 120$ km rezonáns félszélességet, és $x_r(f) = 150$ km - 50 km/mHz($f - 50$ mHz) függést feltételezve. Az 5.3 ábrán jobbra fent látható a két állomás amplitúdóspektrumának hányadosa, amely a modell szerint a keresett (a két állomás távolságának felezőpontjához tartozó) rezonáns frekvencián éppen 1 lenne, miközben az x_1 , illetve x_2 pontokhoz tartozó sajátfrekvenciák közelében helyi minimumot, illetve maximumot vesz fel.



5.3. ábra. Az amplitúdó (balra fent) és a fázis (balra lent) frekvenciafüggése a rezonáns sáv környezetében egy rövid bázisú észak (folytonos) - déli (szaggatott) állomáspáron (északi félteke). Az észak-déli amplitúdóhányados (jobbra fent), valamint fáziskülönbség (jobbra lent).

Az 1990-es évek elején Waters et al. (1991) által javasolt keresztfázis módszer viszont azon alapul, hogy az állomások között mérhető fáziskülönbség a rezonáns frekvenciánál a legnagyobb (5.3 ábra, jobbra lent), az FLR ennek alapján azonosítható (lásd még Green et al., 1993). Az eljárás további részletezésétől eltekintek, az megtalálható az idézett szakcikkekben.

A kereszt-fázisspektrum mind a Fourier-, mind a wavelet analízissel számítható. A kereszt-fázisspektrum a komplex kereszt-energiaspektrum képzetes részéből adódik.

2003-ban mások (Berube et al., 2003) ezirányú eredményeire is építve félautomatikus eljárást fejlesztettem, amely képes arra, hogy a meridionális állomáspárokon regisztrált geomágneses idősorokból a rezonáns frekvenciát 10 perces időbeli, 1 mHz frekvenciabeli felbon-

tással meghatározza. A fázis-kereszt spektrumokat dinamikusan, azaz időben egymásra ráfedő, 1024 s hosszúságú szakaszokra számítjuk (256 pontos, ablakolt Fourier-transzformáció, 4 s-os mintavétellel). A kapott dinamikus spektrumokon az erővonal-rezonanciát azonosító fáziskülönbség-maximumot egyszerű képfeldolgozási eljárásokkal emeltem ki (Berube et al., 2003).

5.3.5. A hullám-teleszkóp módszer

Ahhoz, hogy a hullámoknak mind a térbeli mind az időbeli változásait le tudjuk írni, arra lenne szükség, hogy a hullám energiaspektruma mellett az energia hullámvektor szerinti, azaz további négy (három iránykomponens és a hullámhossz) dimenzió szerinti eloszlását ismerjük. A frekvencia szerinti eloszlás a sűrűn mintavételezett idősorok $t \rightarrow \omega$ Fourier-transzformációjával előállítható, de térbeli megfelelőjének, a hullámvektor szerinti Fourier-transzformált ($\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{k}$) kiszámításához sok térbeli pontból kellene egyidejű mérésekkel rendelkezünk. Ez nyilván teljesíthetetlen feltétel.

Az elmúlt két évtizedben azonban több olyan statisztikai módszert is kidolgoztak, amelynek segítségével a feladat mégis megvalósítható. Ezek egyike a minimum-variancia módszer egyik általánosításaként adódó ún. *hullám-teleszkóp* módszer, vagy más nevén az ún. *k-szűrés*. A módszer részletes leírása és foreshockbeli alkalmazása megtalálható Motschmann et al. (1996) Narita et al. (2004) munkáiban.

A módszer alkalmazásához a tér négy pontjában, melyek egy nem elfajuló tetraédert alkotnak, egyidejűleg végzett, nagy időbeli felbontású adatokra van szükség. A hullám-teleszkóp módszer alkalmazásának első lépésében a domináns frekvenciát határozzuk meg a minimum-variancia-analízissel kijelölt koordináta-rendszerben. Az itt kapott dominánsfrekvencia értékeket a wavelet spektrumokból határoztam meg. A kiválasztott frekvencián azután egy megfelelő projekciós függvény segítségével (Motschmann et al., 1996) kiszámítjuk a hullám energiáját különböző hullámszám értékekre és különböző terjedési irányokra. Az így kapott négy-dimenziós (hullámszám és a három iránykomponens) energiaeloszlás maximuma jelöli ki az adott frekvenciához tartozó hullámvektor irányát és nagyságát. Az eljárás egymás után akár több, különböző frekvenciájú hullám-komponensre is elvégezhető.

6. fejezet

A Pc3-as pulzációk és a napszél közötti kapcsolat statisztikai vizsgálata

Az alábbi fejezetben előbb a Heilig et al. (2010) cikkében közölt, általam elért legfontosabb eredményeket tárgyalom, majd a kúpszög és a pulzációs aktivitás kapcsolatára vonatkozó eredményeimet foglalom össze.

6.1. A napszél plazmasűrűségének szerepe

A bevezetőben láttuk, hogy a nappali pulzációk amplitúdója több napszél-paraméterrel, elsősorban is a napszélebbességgel és a kúpszöggel mutat szoros kapcsolatot.

A Pc3-as pulzációk amplitúdója és a napszél sűrűsége (N_p) közötti, elméleti úton megjósolt függést is többen vizsgálták (Wolfe and Meloni, 1981; Yedidia et al., 1991; Chugunova et al., 2007), de a kapott negatív korrelációs együttható abszolútértékben mindig kisebbnek adódott, mint a napszélebbességgel való korrelációé, pl. $R = -0,16$ $R = 0,56$ ellenében a Pittsburghben ($L = 3.5$) 1975 nyarán végzett észlelések (Wolfe and Meloni, 1981) alapján; vagy $R = -0,62$ és $R = 0,86$ a L'Aquilában ($L = 1,5$) a teljes 1985. évi méréssorozatból (Pc3-as sávra integrált logaritmikus energia óraátlagai) (Yedidia et al., 1991). A hasonló eredményeket általában annak tulajdonították, hogy N_p és v_{sw} nem függetlenek egymástól, hanem negatív korrelációban állnak egymással (e.g. Hundhausen et al., 1970; Kulcar, 1988; McComas et al., 2000; Veselovsky et al., 2010), s így a pulzációs aktivitásnak a napszél sűrűségével bizonyos időszakokban fennálló kapcsolata is csak a napszélparaméterek korrelációjának a következménye.

Wolfe and Meloni (1981) többváltozós lineáris regressziós (MLR) analíziseikben a H-komponens nappali, a 17-33 mHz sávra integrált logaritmikus energiája és különböző napszél-

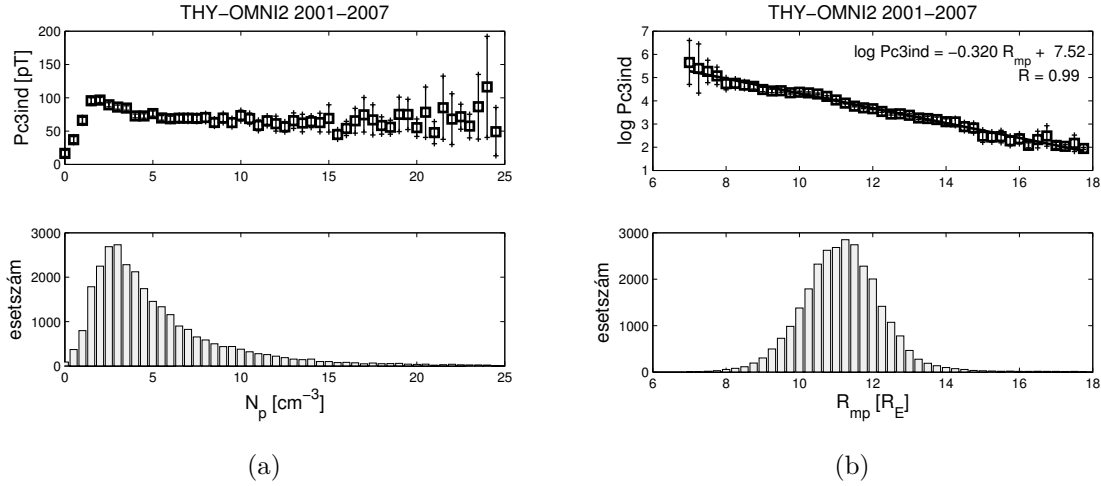
paraméterek közötti összefüggéseket vizsgáltak. Arra jutottak, hogy a vizsgált nyolc tényező közül a napszél sebessége, v_{sw} ($R = 0,56$), valamint a kúpszög, ϑ_{Bx} ($R = -0,35$) után a sűrűség a harmadik legfontosabb, annak ellenére is, hogy önmagában véve nem korrelált ($R = -0,16$) a Pc3 aktivitással. Mint harmadik paraméter, a sűrűség mellett a kinetikus energia fluxus-sűrűség ($\frac{1}{2}N_p m_p v_{sw}^3$) is számottevő korrelációt ($R=0,36$) mutatott. Az azonban a közleményből nem derül ki, hogy vajon a sűrűség beemelése az analízisbe javította-e a korrelációt, vagy sem. Ugyanis a szerzők a sűrűséget választották az első paraméternek, majd a többi lépésről-lépésre, egyenként vették fel a regresszió változói közé. A legerősebb elért korrelációt $R = 0,70$ akkor kapták, amikor mind a nyolc paramétert (N_p , $\frac{1}{2}N_p m_p v_{sw}^3$, B_{imf} , B_{xgsm} , B_{ygsm} , B_{zgsm} , ϑ_{Bx} , v_{sw}) bevonták az analízisbe.

Az alábbiakban a Tihanyban 2001-2007 között regisztrált Pc3-as pulzációkból számolt óras Pc3-as index és az OMNI2 adatbázisban hozzáférhető napszél-sűrűség (6.1(a) ábra), illetve az OMNI2 adatokból származtatott egyéb, sűrűség-függő napszél-paraméterek közötti összefüggéseket mutatom be. A 6.1(b) ábra a magnetopauza orrtávolságának a függvényében mutatja a Pc3-as aktivitást, míg a 6.2(a) az Alfvén-Mach szám (M_A), a 6.2(b) pedig a dinamikus napszélnyomás (p_{dyn}) és a Pc3ind összefüggését mutatja be. Az itt bemutatott ábrák formátuma azonos (egyetlen eltérés, hogy a 6.1(b) ábrán a függőleges tengely logaritmikus). A felső panel a Pc3ind-nek a választott paramétertől való függését mutatja, a hibasávok a 95%-os konfidencia intervallumokat jelölik. Az alsó paneleken a vizsgált paraméter hisztogramja látható. Jól látszik, hogy a Pc3ind egyik vizsgált paramétertől sem független. Például Pc3ind drámaian esik, ha N_p kisebb, mint 2 cm^{-3} (6.1(a) ábra) vagy a dinamikus nyomás kisebb, mint 2 nPa (6.2(b) ábra), ám e paramétereknek a megadott küszöb felett semmilyen hatása nem mutatható ki. A Pc3-as aktivitás az átlagos Alfvén és az átlagos magnetoszonikus (itt nem mutatom be) Mach-szám környékén a legnagyobb, az alacsonyabb Mach-számok felé haladva rohamosan csökken (6.2(a) ábra). A magnetopauza orrától mért távolság az az egyetlen N_p -függő paraméter, amely a teljes értéktartományában szignifikáns és monoton hatást mutat (6.1(b) ábra): minél távolabb áll a magnetopauza a Földtől, annál kisebb a felszíni Pc3-as aktivitás.

Fontosnak tartjuk megjegyezni, hogy magán az amplitúdó sűrűség-függésen túl, amelyet már Veró (1980); Chugunova et al. (2007) is vizsgáltak, az itt bemutatott egyéb sűrűség-függő paraméterektől függést korábban, tudtommal, senki sem vizsgálta.

6.1.1. A napszél-paraméterek hatásának szétválasztása

A fent vizsgált napszél-paraméterek azonban egymástól sem függetlenek. A napszél sebessége és sűrűsége közötti, már említett negatív korreláció a legismertebb ilyen összefüggés. Az általunk vizsgált időszakra pl. $R = -0,38$ -nek adódott. Ez összhangban van Kulcar (1988) megállapításával, aki szerint a 20. és 21. napciklus folyamán $R = -0,36$ és $-0,68$ között



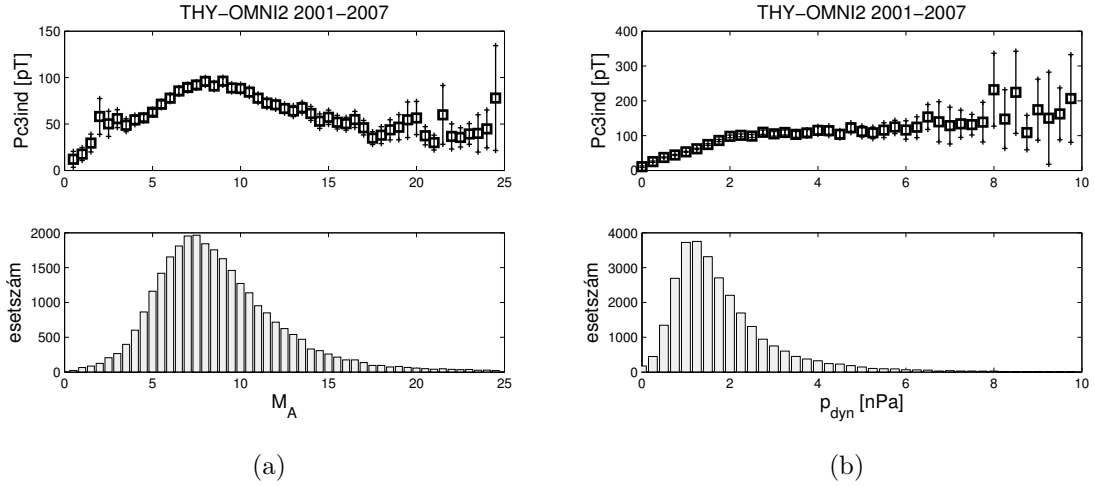
6.1. ábra. (a) THY Pc3 index (2001–2007) a proton sűrűség függvényében (felső panel) a 95% konfidencia intervallumokkal, valamint N_p hisztogramja (alsó panel), (b) THY log Pc3 index a magnetopauza orrtávolságának függvényében (2001–2007). Itt a felső panelben az intervallum-átlagokra illesztett görbét, annak egyenletét, valamint az illesztés és az átlagok közötti korreláció erősségét is feltüntettem.

ingadozott, s a napfolt minimumok közelében mutatott erősebb kapcsolatot. Mindenekelőtt meg kell tehát vizsgálni, hogy a fent bemutatott összefüggések valóban új fizikai hatásokra utalnak-e, vagy csak a már jól ismert folyamatok következményei.

A különböző paraméterek hatásának szétválasztására többféle módszer alkalmazható. Lépésről-lépésre eliminálva az éppen legszorosabban korreláló változót, egyszerűen vizsgálható több, egymástól nem független változó hatása. A Nap zenitszögétől függés megállapítása után, a legjobban illeszkedő (elsőfokú) polinom alkalmazásával a referencia szintnek választott $\chi = 30^\circ$ -ra normáltam a Pc3ind értékeket. Ezt követően előbb Pc3ind és a napszél sebessége, majd Pc3ind és a magnetopauza orrtávolsága közötti kapcsolat megállapítására került sor, végül az adatokat a referenciaszintekre (400 km/s, $R_{mp} = 10,5 R_E$) normáltam. Az immár háromszor normált Pc3 aktivitási index még erősen függött a IMF kúpszögétől, igazolva egyszersmind, hogy a kúpszög-függés nem a napszélsebesség-függés egy folyománya csupán. A módszer részletes ismertetése ábrákkal cikkünkben (Heilig et al., 2010) megtalálható, itt most csak a fontosabb tanulságok összefoglalására szorítkoztam.

6.1.2. A változók közötti parciális korreláció

Az egyes paramétereknek a többiekétől függetlenített hatását a parciális korrelációval adhatjuk meg. Két változó közötti parciális korreláció, R_{xy_z} erőssége mentes a kiválasztott



6.2. ábra. (a) THY Pc3 index az Alfven Mach-szám függvényében (2001-2007), (b) THY Pc3 index a dinamikai nyomás függvényében (2001-2007). A 6.1(a) ábrával egyező formátum

kontroll változó (z) befolyásától. Definíció szerint:

$$R_{xy_z} = \frac{R_{xy} - R_{xz}R_{yz}}{\sqrt{1 - R_{xz}^2} \sqrt{1 - R_{yz}^2}}, \quad (6.1)$$

ahol R_{xy} , R_{xz} , R_{yz} a változók közötti korreláció együtthatója. Két változó közötti parciális korreláció a két változó közötti korreláció becslését adja azt feltételezve, hogy a kontroll változó(k) nem változnak, azaz állandók.

Mint láttuk v_{sw} és N_p közötti korreláció 2001-2007-re $R = -0,38$ -nek adódott. Parciális korrelációjuk a B_{imf} hatásának leválasztása után valamivel magasabb, $R = -0,46$, míg ϑ_{Bx} nincs hatással a két változó kapcsolatára. A v_{sw} és R_{mp} közötti kapcsolat igen gyenge ($R = -0,18$), azonban az N_p hatásától megtisztítva már $R = -0,59$, ami nem meglepő, hiszen R_{mp} v_{sw} és N_p által meghatározott. Az N_p és R_{mp} közötti kapcsolat még ennél is erősebbnek mutatkozott, $R = -0,64$. Parciális korrelációjuk v_{sw} -vel mint kontroll változóval $R = -0,77$. A ϑ_{Bx} és más napszél-paraméter között azonban nem találtam szignifikáns összefüggést.

A tihanyi Pc3ind és a napszél-paraméterek kapcsolatának vizsgálata során csak a nappali ($\chi < 90^\circ$) pulzációs észleléseket használtam fel. A legerősebb korreláció a napszél sebességével adódott, $R = 0,60$. Az N_p -vel mint kontroll változóval számított parciális korreláció is csak alig magasabb, $R = 0,62$. A Pc3ind és N_p közötti korreláció viszont csekély volt ($R = -0,06$), ami egyben azt is magyarázza, a korábbi szerzők miért tekintettek el rendszerint N_p figyelembevételétől analíziseikben. A v_{sw} -vel mint kontroll paraméterrel számított parciális korreláció, $R = 0,24$, még mindig nem utal erős kapcsolatra. Ha a sebesség helyett R_{mp} -t tesszük meg kontroll változónak, erősebb anti-korrelációt kapunk, $R = -0,38$, ami azt sugallja, hogy R_{mp} szerepe fontosabb, mint N_p -é. Valóban, az anti-korreláció erőssége Pc3ind és R_{mp}

között már eleve $R = -0,35$, s $R = -0,50$ -re erősödik, ha N_p hatásától megtisztítjuk. Ellenben ha mind N_p -t mind v_{sw} -t a kontroll paraméterek közé választjuk, a korreláció $R = -0,22$ -re esik vissza, aminek az R_{mp} , valamint az N_p és v_{sw} közötti szoros kapcsolat lehet az oka.

6.1.3. Többváltozós regresszió analízis

A többváltozós lineáris regressziós analízist (MLR) gondosan megválasztott paraméter-csoporton hajtottam végre. A Pc3ind-re leginkább ható paraméterrel kezdtem, s a többi lépésről lépésre, egyenként vettem hozzá. A szokásostól eltérően, Pc3ind-et nem a paraméterek egyszerű lineáris kombinációjaként állítottam elő, hanem az ismeretlen hatványra (α_i) emelt paraméterek (p_i) szorzataként:

$$\text{Pc3ind} = C \cdot p_1^{\alpha_1} \cdot p_2^{\alpha_2} \cdot \dots \cdot p_n^{\alpha_n} + D, \quad (6.2)$$

ahol C és D ismeretlen konstansok. Hasonló formalizmust használt Verő (1980) v_{sw} exponensének meghatározására az $A = C \cdot v_{sw}^\alpha$ kifejezésben egyváltozós regresszió alkalmazásával. Ennek a felírásnak több előnye is van: 1. A kitevő értéke utal a paraméter fontosságára. 2. Az exponensek vizsgálata hozzásegíthet, hogy olyan, közvetlenül nem vizsgált paraméterek hatásáról is képet alkothassunk, amelyek a vizsgált paraméterek szorzataként előállíthatók, mint pl. a kinetikus energia sűrűség ($\frac{1}{2} N_p m_p v_{sw}^3$). 3. Feltéve, hogy egyszerre több fizikai folyamat (pl. a hullámok gerjesztésének hatékonysága, a különböző plazmatartományok átlátszósága, az esetleges csillapítás, az ionosféra szerepe, stb.) is hatással van az egyazon forrásból származó nappali ULF hullámok energiaszintjére, ezek együttes hatását hívebben írja le a meghatározó paraméterek szorzata, mint az összege. Az összegként megfogalmazás jobban megfelelne egy olyan helyzetnek, amikor több független hullámforrás hatását vizsgáljuk egyszerre.

A 6.2 egyenlet logaritmusa átírható a paraméterek logaritmusának lineáris kombinációjaként:

$$\log \text{Pc3ind} = c + \alpha_1 \log p_1 + \alpha_2 \log p_2 \dots + \alpha_n \log p_n, \quad (6.3)$$

ahol c egy ismeretlen állandó. Az 6.2 egyenlet C és D állandói nem módosítják az 6.2 egyenlet két oldalán álló mennyiségek közötti korrelációt, így D -t 0-nak vettem a 6.3 egyenletben. Természetesen később mind C , mind D értékét meg kell határozni a Pc3ind modell számára. Ezek a Pc3ind és az (6.3) egyenletből adódó MLR modell közötti lineáris regresszióval egyszerűen számíthatók.

Minthogy a logaritmus nem definiált nem-pozitív értékekre, a kúpszög cosinusához 2-t hozzáadtam, hogy a zéró argumentumot, amikor $\vartheta_{Bx} = 90^\circ$, és a zéró közeli argumentumokat elkerüljem. A 0-hoz közeli argumentumok kiugró negatív értékekre vezettek volna, eltorzítva ezzel az MLR analízis eredményét. Természetesen a 2 egy önkényes választás eredménye,

amely erőteljesen befolyásolja a ϑ_{Bx} exponensének értékét. Azonban, úgy találtam, hogy a korrelációs együttható már nem változik érdemlegesen e konstans további növelésével. A többi paraméter (argumentum), beleértve a Nap nappali zenitszögének cosinusát is, mindig pozitív.

Az analízis során az összes 2001-2007 között Tihanyban regisztrált pulzációs adatot, és minden hozzáférhető OMNI2 adatot felhasználtam, összesen 28562 óráátlagot.

6.1. táblázat. A lineáris regressziók ($Pc3ind = Cp^\alpha + D$) eredménye, és a korrelációs együttható, R

v_{sw}	2,51							
N_p	-0,07							
B	0,52							
$\cos \vartheta_{Bx} + 2$	2,63							
$\cos \chi$	0,18							
R_{mp}	-3,74							
p_{dyn}	0,60							
M_A	0,01							
$\log_{10} C$	-4,87	2,07	1,43	0,77	2,00	5,73	1,67	1,73
D	6	-29	9	9	-7	10	10	23
R	0,60	0,06	0,22	0,23	0,16	0,35	0,35	0,00

Az egyváltozós lineáris regressziók eredményét a 6.1 táblázat foglalja össze. Az egyes regressziók végeredményét a táblázat oszlopaiban adtam meg. A kérdéses p paraméternek megfelelő sorban annak α kitevőjét adtam meg, C és D a $Pc3ind = Cp^\alpha + D$ egyenlet állandói, R pedig a megfelelő korrelációs együttható. Például az első oszlop tanúsága szerint $Pc3ind = 10^{-4,87} v_{sw}^{2,51} + 6$ pT, és itt $R = 0,60$, mind közül a legmagasabb. Ez az eredmény összhangban van a korábbi eredményekkel, amelyek azt mutatták, hogy a felszíni Pc3-aktivitást befolyásoló legfontosabb tényező a napszél sebessége. A v_{sw} -re adódó kitevő $5/2$, hasonlóan Verő (1980) eredményéhez. Verő (1980) szerint a kitevő 2-nél nagyobb 30 s-nál rövidebb periódusú pulzációk esetén, 30 s körül $\alpha \approx 2$, s a hosszabb periódusok felé tovább csökken.

Ugyancsak a korábbi eredményekkel összhangban (pl. Verő, 1980; Chugunova et al., 2007) nem találtunk kapcsolatot N_p és $Pc3ind$ között (6.1 táblázat, második oszlop). Ezt az alacsony korrelációs együttható mellett a 0-közi kitevő is mutatja. Bár, mint bemutattam, kis sűrűségek ($N_p < 2 \text{ cm}^{-3}$) esetén N_p és $Pc3ind$ (6.1(a) ábra) között igen erős a kapcsolat, efölött a küszöb fölött semmilyen összefüggés nem mutatható ki. Hasonló a helyzet M_A -val is (6.2(a) ábra), egyes intervallumokban szoros a kapcsolat, de ha a lehetséges értékek teljes tartományát tekintjük, $R \approx 0$. Másfelől ϑ_{Bx} , B_{imf} , R_{mp} és p_{dyn} bizonyos mértékig mind

befolyásolják Pc3ind (6.1 táblázat) értékét. R_{mp} esetében a korreláció negatív, amint erre a negatív kitevő utal.

6.2. táblázat. A két változós MLR-ek eredménye ($Pc3ind = Cv_{sw}^{\alpha_1} p_2^{\alpha_2} + D$) és a megfelelő korrelációs együtthatók, R

v_{sw}	3,28	2,39	2,44	2,51	2,31	2,33	2,55
N_p	0,49						
B		0,27					
$\cos \vartheta_{Bx} + 2$			2,32				
$\cos \chi$				0,18			
R_{mp}					-2,92		
p_{dyn}						0,48	
M_A							0,17
$\log_{10} C$	-7,30	-4,77	-5,63	-4,79	-1,34	-4,60	-5,14
D	14	8	6	5	14	15	6
R	0,65	0,61	0,64	0,63	0,65	0,65	0,61

A 6.2 – 6.4 táblázatok a 6.1 táblázathoz hasonló módon mutatják az MLR-ek eredményét. Az 6.2 táblázat oszlopai a v_{sw} -re mint a legfontosabb paraméterre és egy másik paraméterre alapozott MLR-ek kitevőit, azaz a legjobban illeszkedő $Cv_{sw}^{\alpha_1} p_2^{\alpha_2} + D$ modellek hatványkitevőit és a megfelelő korrelációs együtthatókat tartalmazzák. Az első oszlop alapján például $\log_{10} C = -7,30$, $D = 14$ pT, $\alpha_1 = 3,28$, $\alpha_2 = 0,49$ és $R = 0,65$. minden oszlop egy önálló MLR modellt reprezentál. N_p , vagy valamely más, sűrűségfüggő paraméter (R_{mp} , p_{dyn} , bevonásával R 0,65-re nőtt, míg ϑ_{Bx} és χ hatása valamivel kisebb volt, a többi paraméteré pedig nem számottevő.

A következő lépésben N_p -t választva második paraméternek végeztem el a három változós MLR analíziseket, melyeknek eredményét a 6.3 táblázat mutatja. Ezúttal akkor adódott a legszorosabb kapcsolat ($R = 0,71$), amikor ϑ_{Bx} volt a harmadik változó. Sorrendben a második legnagyobb növekményt $\cos \chi$ adta 1/5 kitevővel, ugyanakkor sem R_{mp} , sem p_{dyn} bevonásának már nem volt pozitív hozadéka. Amikor viszont mind a kúpszöget, mind a Nap zenitszögét bevettem az így már négy változós modellbe, a korrelációs együttható még tovább nőtt ($R = 0,75$) (lásd 6.4 táblázat).

Hasonló eredményre jutottam, amikor N_p helyett R_{mp} -t vagy p_{dyn} -t választottam második paraméternek (lásd 6.4 táblázat). A 6.4 táblázatban olyan MLR-ek eredményeit mutatom be, amelyekben v_{sw} , ϑ_{Bx} , a sűrűség-függő paraméterek egyike, és egy negyedik, legmagasabb korrelációt eredményező paraméter volt a négy változó. A v_{sw} kitevője a különböző oszlopokban természetesen eltér, az N_p -vel, R_{mp} -vel és p_{dyn} -nel fennálló eltérő viszonya kö-

6.3. táblázat. A három változós MLR-ek eredménye ($\text{Pc3ind} = Cv_{sw}^{\alpha_1} N_p^{\alpha_2} p_3^{\alpha_3} + D$) és a megfelelő korrelációs együtthatók, R

v_{sw}	3,26	3,35	3,30	2,09	3,37	3,28
N_p	0,48	0,58	0,49	-0,11	0,53	0,49
B	0,02					
$\cos \vartheta_{Bx} + 2$		2,92				
$\cos \chi$			0,19			
R_{mp}				-3,57		
p_{dyn}					-0,05	
M_A						-0,02
$\log_{10} C$	-7,28	-8,70	-7,25	-0,01	-7,57	-7,30
D	15	12	12	14	14	15
R	0,65	0,71	0,68	0,65	0,65	0,65

6.4. táblázat. A négy változós MLR-ek eredménye ($\text{Pc3ind} = Cv_{sw}^{\alpha_1} p_2^{\alpha_2} (\cos \vartheta_{Bx} + 2)^{\alpha_3} \cos^{\alpha_4} \chi + D$, ahol $p_2 = N_p$ vagy R_{mp} vagy p_{dyn}) és a megfelelő korrelációs együtthatók, R

v_{sw}	3,36	2,19	2,22
N_p	0,59		
$\cos \vartheta_{Bx} + 2$	2,91	2,91	2,93
$\cos \chi$	0,19	0,19	0,19
R_{mp}		-3,52	
p_{dyn}			0,58
$\log_{10} C$	-8,65	-1,46	-5,39
D	9	9	10
R	0,75	0,75	0,75

6.5. táblázat. A négy változós MLR-ek eredménye a különböző években
 $(\text{Pc3ind} = C v_{sw}^{\alpha_1} N_p^{\alpha_2} (\cos \vartheta_{Bx} + 2)^{\alpha_3} \cos^{\alpha_4} \chi + D)$

THY	2001	2002	2003	2004	2005	2006	2007
v_{sw}	2,88	3,20	3,26	3,23	2,48	3,53	3,50
N_p	0,57	0,62	0,63	0,60	0,47	0,56	0,56
$\cos \vartheta_{Bx} + 2$	2,99	2,93	3,07	3,21	2,31	2,98	2,66
$\cos \chi$	0,23	0,23	0,21	0,17	0,16	0,15	0,14
$\log_{10} C$	-7,34	-8,17	-8,37	-8,41	-5,85	-9,12	-8,92
D	1	5	4	6	7	1	-2
R	0,71	0,74	0,76	0,75	0,69	0,76	0,80

vetkeztében. A sűrűség-függő paraméter megválasztása azonban nem befolyásolta érdemben ϑ_{Bx} kitevőjét, s az esetek mindegyikében χ -t találtam a negyedik legfontosabb paraméternek, azonos kitevővel. A korreláció erőssége is azonosnak adódott. Azaz az MLR modellben a három sűrűség-függő paraméter egymással felcserélhetőnek, egyenértékűnek mutatkozott.

A többváltozós lineáris regresszió-analízist az egyes évek adataira külön is végrehajtottam (6.5 táblázat). Az eredmények mind a korrelációs együtthatók, mind a kitevők tekintetében igen hasonlóak. A v_{sw} , N_p , $\cos \vartheta_{Bx} + 2$, $\cos \chi$ kitevői rendre 3, 3/5, 3, 1/5 körül alakultak. A vizsgált időszakban egyetlen tendencia ragadható meg határozottan: a napfolt-maximumtól a napfolt-minimum felé haladva a Nap zenitszögével mutatkozó kapcsolat erőssége csökken.

A teljes vizsgált időszakban a v_{sw} , N_p , R_{mp} és p_{dyn} változók legnagyobb és legkisebb értékének aránya rendre 4.6, 790, 3.5 és 1702 volt. A kitevőket is figyelembe véve ez az arány 97-re, 55-re, 43-ra és 41-re módosul. Ezek az értékek jól jellemzik a változók képességét a Pc3 index változékonyságának magyarázatában. Ez az eredmény ismét v_{sw} elsődlegességét hangsúlyozza, s azt is mutatja, hogy N_p , R_{mp} és p_{dyn} nagyjából egyformán fontosak.

A 6.6 táblázat ismét négy változós MLR-ek eredményét közli, ezúttal a különböző MM100 állomásokon 2003-ban észlelt Pc3-as aktivitásra. Ebből az látszik, hogy a fenti, a tihanyi észlelések alapján tett megállapítások zöme magasabb szélességen is igaz. Persze különbségek is vannak. A χ , sőt ϑ_{Bx} súlya is csökken a szélesség növekedésével (lásd csökkenő kitevők), de ami még érdekesebb, a korrelációs együttható is egyértelműen csökken. Azaz a napszéllel fennálló kapcsolat éppen Tihanyban mutatkozott a legerősebbnek!

A tihanyi Pc3-as aktivitási index neurális hálózati (NN) modelljét Stefan Lotz (Hermanus, Dél-Afrika) készítette el (Heilig et al., 2010). A neurális hálózattal és a többváltozós lineáris regresszióval kapott eredmények igen hasonlóan adódtak. A paraméterek fontosság szerinti sorrendje azonos lett, és a sűrűség-függő paraméterek felcserélhetősége is mindkét eljárásban érvényes.

6.6. táblázat. A négy változós MLR-ek eredménye, 2003, MM100-állomások
 $(\text{Pc3ind} = C v_{sw}^{\alpha_1} N_p^{\alpha_2} (\cos \vartheta_{Bx} + 2)^{\alpha_3} \cos^{\alpha_4} \chi + D)$

2003	THY	BEL	TAR	NUR	HAN	SOD	KIL
v_{sw}	3,26	2,08	2,66	2,85	2,86	2,49	2,70
N_p	0,63	0,27	0,48	0,54	0,54	0,46	0,50
$\cos \vartheta_{Bx} + 2$	3,07	2,29	2,27	2,35	2,32	1,66	1,56
$\cos \chi$	0,21	0,22	0,18	0,14	0,11	0,06	0,04
$\log_{10} C$	-8,37	-4,22	-6,16	-6,68	-6,73	-5,34	-5,94
D	4	-31	-6	1	2	59	93
R	0,76	0,75	0,65	0,65	0,65	0,46	0,45

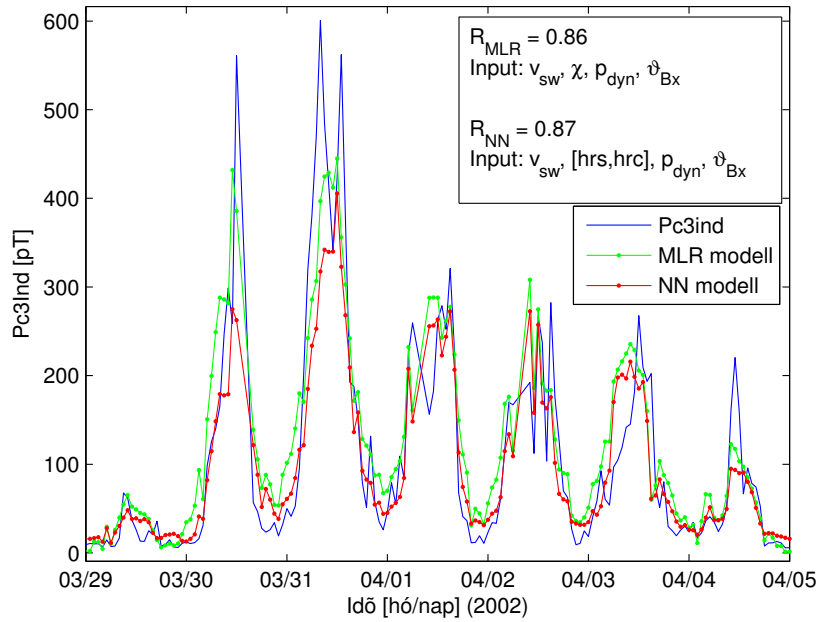
A két modell összehasonlítását a 2003-as tihanyi adatokon végeztük el. Ezúttal az éjszakai adatokat is bevontuk a vizsgálatba. A felhasznált paraméterek v_{sw} , $\cos \chi$, p_{dyn} és $\cos \vartheta_{Bx}$ voltak. Bár a neurális hálózatokkal előállított modellek valamivel nagyobb korrelációt adtak, a regressziós módszernek megvan az az előnye, hogy végeredményben egy analitikus modellhez vezet, mélyebb bepillantást engedve a háttérben lejátszódó fizikai folyamatokba. A 2003-as adatokra alapozva pl. az 6.3 egyenlet nyomán a következő modellt kaptam:

$$\text{Pc3ind}[\text{pT}] = 4,064 \cdot 10^{-5} v_{sw}^{1,650} \cdot (\cos \chi + 2)^{1,946} \cdot p_{dyn}^{0,540} \cdot (\cos \vartheta_{Bx} + 2)^{2,675} - 16 \text{ pT}, \quad (6.4)$$

ahová v_{sw} -t km/s-ban, p_{dyn} -t pedig nPa-ban kell behelyettesíteni (az éjszakai adatok használata miatt itt Nap zenitszögének cosinusához is +2-t hozzáadtam, éjjel uis. $\cos \chi < 0$).

A 2003-as adatokból előállított modelleket a 2002. március 17-április 15. közötti teszt-időszakra alkalmazva vetettük össze. A paramétereket egyenként a modellbe vonva a korreláció erőssége lépésről-lépésre nőtt, értéke a neurális hálózatok / MLR tekintetében a következő volt: 0,51/0,49, 0,76/0,76, 0,83/0,81, illetve 0,87/0,86. Azaz az egymástól teljesen független módszerek igen közeli eredményekre vezettek! Az összevetés eredményét illusztrálja a 6.3 ábra is a 2002. március 29-április 5. közötti egy hetes időszakra. A bemutatott időszakra $R = 0,87/0,86$ volt.

Az itt bemutatott modellek a napszél-kontrollálta felszíni pulzációs tevékenység elsőként közölt többváltozós empirikus modelljei. Hasonló modelleknek például az úridőjárás-előrejelzésben lehet jelentősége, ahol az ULF-hullámok egyre nagyobb szerepet kapnak. Részt vesznek többek között a nagy energiájú részecskék gyorsításában, de pl. az erővonal rezonanciák révén információt szolgáltatnak a magnetoszféra jellemzőiről is.



6.3. ábra. Mért (folytonos vonal) és modellezett (piros: NN-modell, zöld: MLR modell) Pc3ind a tesztidőszak egy hetére.

6.1.4. Anomálisan ritka napszél és a szub-Alfvénikus események

Usmanov et al. (2005) az OMNI2 adatbázis 1963 és 2003 közötti időszakból származó adatait áttekintve 23 olyan eseményt talált, amely során a napszél sűrűsége extrém alacsony ($N_p \leq 0,3 \text{ cm}^{-3}$) volt (LDA - low density anomaly), és 11 olyat, amikor az Alfvén sebesség meghaladta a napszél-sebességet (azaz $M_A \leq 1$). Ez utóbbiakat szub-Alfvénikus időszakoknak (SAE - Sub-Alfvénic Event) nevezzük. A 6.7 és 6.8 táblázatokban Usmanov listáját közlöm (2001-től) a 2004-2008 közötti eseményekkel kiegészítve. Két eseményt nem tekintetem különbözőnek, ha nem telt el köztük 24 óra. A táblázat első három oszlopa az esemény kezdetének idejét adja meg (év, az év napja, UT órában). Majd az események időtartama következik órákban kifejezve, mint azon órák összege, amikor az eseményt definiáló feltételek teljesültek. A következő hat oszlop az alábbi paraméterek időátlagát adja: B_{imf} , N_p , v_{sw} , p_{dyn} , M_A , továbbá ϑ_{Bx} az adott eseményre. Végül az utolsó oszlop a tihanyi Pc3-as aktivitási index értéke pT-ban. A „/” jellel elválasztott értékek a nappali/éjszakai értékekből számított átlagok.

Usmanov et al. (2005) az alacsony sűrűségi anomáliákat a koronalyukakból áramló gyors napszél-nyalábokat követő plazmaritkulásként értelmezte. De előfordult az is (pl. 2004 szeptemberében), hogy egy gyors napszéláramlat előtt alakult ki alacsony sűrűség. A 6.8 táblázat azt is világosan mutatja, hogy a szub-Alfvénikus áramlások nem feltétlenül ágyazódnak ala-

csony sűrűségi időszakokba (az átlagos sűrűség több esetben is $0,5 \text{ cm}^{-3}$ -nél nagyobb). Olykor a viszonylag nagy B_{imf} ($> 10 - 20 \text{ nT}$, a tényleges küszöb mind v_{sw} , mind pedig N_p értékétől függ) vezet alacsony Mach-számra. Ez történt pl. 1979. június 6-án (157. nap, $B_{imf} = 36 \text{ nT}$), vagy 2003. október 29-én (302. nap, $B_{imf} = 44,5 \text{ nT}$, $v_{sw} = 953 \text{ km/s}$, $N_p = 0,8 \text{ cm}^{-3}$). Az utóbbi esemény során, amely a 2003. évi halloween-i viharok közül a legnagyobb volt, mind B_{imf} , mind v_{sw} szélsőséges értéket vett fel, B_{imf} közel volt a valaha megfigyelt legnagyobb értékéhez (Veselovsky et al., 2010).

6.7. táblázat. Alacsony sűrűségi ($N_p \leq 0,3 \text{ cm}^{-3}$) anomáliák az OMNI2 adatbázisban (2001-2008). Csillag (*) jelöli az óras átlagok részbeni hiányát.

Év	nap	UT	hossz	B_{imf}	N_p	v_{sw}	p_{dyn}	M_A	ϑ_{Bx}	Pc3ind
		h	h	nT	cm^{-3}	km/s	nPa		fok	pT
2001	12	19	1	6,8	0,3	324	0,06	1,3	44	–/n.a.
2001	120	18	2	4,8	0,3	434	0,18	2,5	16	–/7*
2001	151	11	2	6,6	0,3	360	0,10	1,4	48	9/9
2001	251	19	5	6,3	0,2	391	0,05	1,3	34	–/12*
2001	311	7	1	8,0	0,3	651	0,38	2,2	34	11/11
2002	79	11	3	13,3	0,3	400	0,08	0,8	63	57/57*
2002	143	22	42	10,3	0,2	589	0,12	1,1	39	8/7
2002	200	17	6	17,1	0,2	781	0,26	1,1	29	9/15
2003	187	22	2	7,1	0,3	577	0,20	2,3	46	–/18
2004	46	21	14	6,2	0,3	495	0,15	2,2	46	7/9
2004	205	2	5	13,8	0,2	633	0,16	1,0	76	–/67
2004	257	10	1	11,0	0,3	318	0,06	0,8	62	9/9
2005	20	1	4	5,4	0,3	758	0,32	4,1	63	–/30
2006	322	20	3	9,2	0,3	392	0,08	1,1	70	–/7
2006	324	14	2	7,3	0,3	323	0,07	1,2	50	7/7

6.1.5. A Pc3-as pulzációk hiánya LDA-k és SAE-k idején

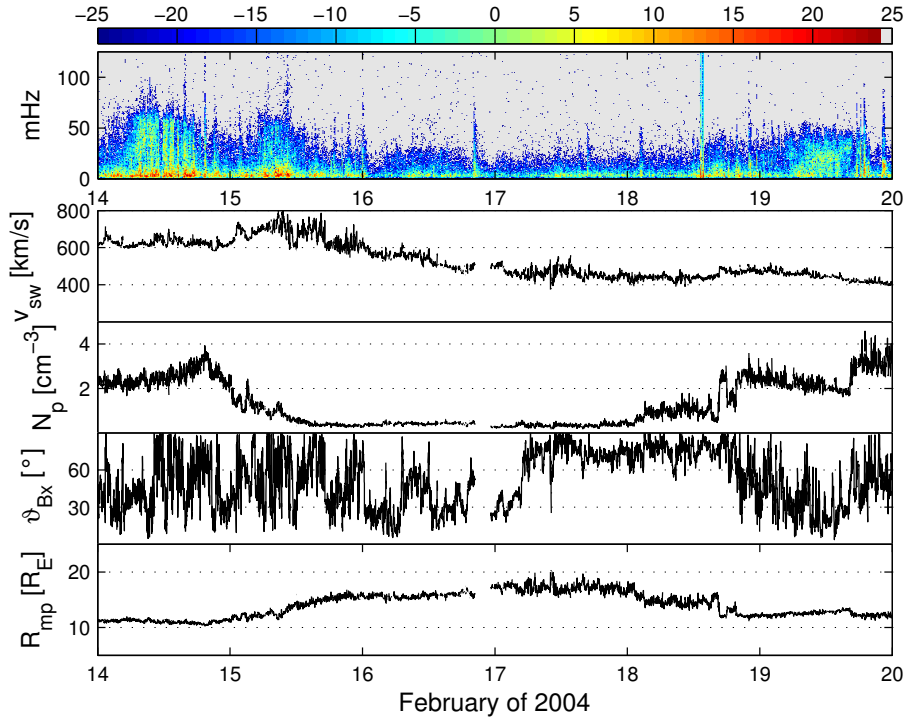
Az alábbiakban egy-egy példán keresztül mutatom be a Pc3-as (22-100 mHz) pulzációk viselkedését (eltűnését) egy LDA és egy SAE esemény során.

A 6.4 ábra egy igen hosszú LDA eseményt mutat be, amely 2004. február 15. 21 UT-tól 17. 22 UT-ig tartott. A felső panelen a Tihanyban észlelt H-komponens dinamikus energai-spektruma látható hat nap hosszú intervallumra. A további négy panel a napszél-paraméterek, nevezetesen v_{sw} , N_p , ϑ_{Bx} és R_{mp} változását mutatja be. Az LDA-t megelőzően

6.8. táblázat. Szub-Alfvénikus ($M_A \leq 1$) események az OMNI2 adatbázisban (2001-2008).

Csillag (*) jelöli az órás átlagok részbeni hiányát.

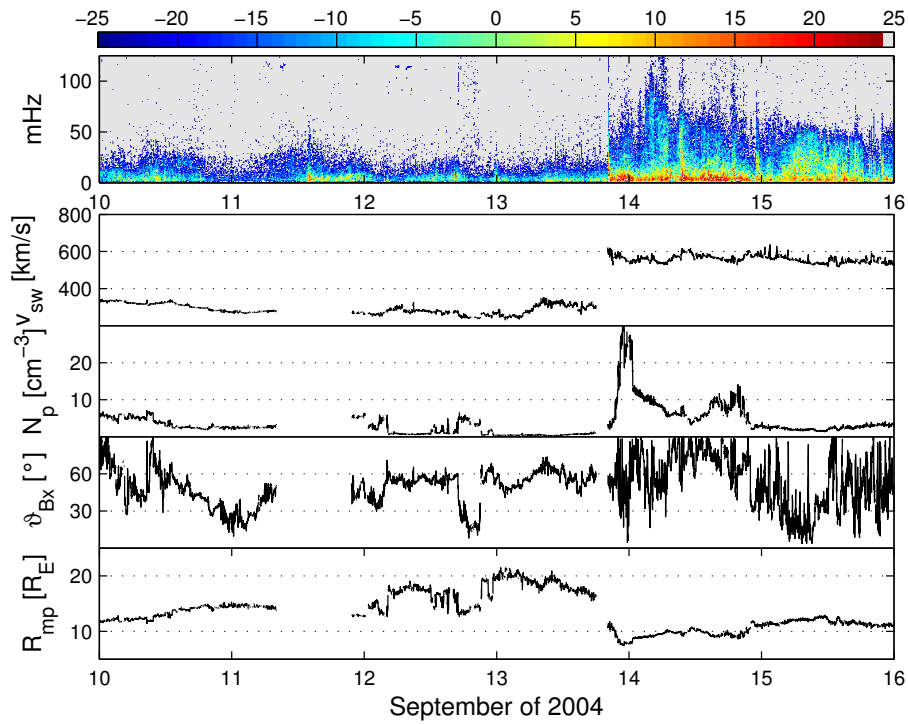
Év	nap	UT	hossz	B_{imf}	N_p	v_{sw}	p_{dyn}	M_A	ϑ_{Bx}	Pc3ind
		h	h	nT	cm^{-3}	km/s	nPa		fok	pT
2001	170	12	1	16,0	0,6	398	0,23	1,0	52	8/8
2001	251	21	1	6,2	0,1	395	0,03	1,0	36	–/n.a.
2002	79	3	11	14,5	0,5	377	0,16	0,9	64	21/18*
2002	144	11	24	10,1	0,1	492	0,07	0,9	48	7/7
2002	200	17	5	18,1	0,2	792	0,25	1,0	27	9/11
2003	275	5	2	18,1	1,4	302	0,24	1,0	48	8/8
2003	302	18	1	44,5	0,8	953	1,45	1,0	31	–/152
2004	205	3	1	13,9	0,2	630	0,16	1,0	72	–/31
2004	256	6	13	10,6	0,4	280	0,07	0,9	56	8/7
2006	322	21	1	9,2	0,2	390	0,06	0,9	68	–/7



6.4. ábra. Gyors napszél nyomában fellépő LDA (2004. február 15 - 17.). A felső panel a dinamikus energia-sűrűség spektrum, a következő négy az OMNI2 perces felbontású v_{sw} ,

N_p , ϑ_{Bx} és R_{mp} idősora 2004. február 14-19. között

N_p már alacsony volt, de még 2 cm^{-3} felett, v_{sw} mérsékelten magas ($\approx 600 \text{ km/s}$) átlagoshoz közeli R_{mp} -t eredményezve, miközben ϑ_{Bx} erősen fluktuált. Az adott körülmények között a THY-ban megfigyelt Pc3 aktivitás közepes volt. Február 15-én, a gyors napszél-nyaláb végéhez közeledve N_p csökkenni kezdett, miközben v_{sw} alig változott, s így a nap végére R_{mp} jelentősen megnőtt. Ezzel párhuzamosan a Pc3-as ULF aktivitás jelentősen csökkent, de még észlelhető szinten maradt. Az LDA ezen a napon, 21 UT körül kezdődött, s a következő két napon, amíg tartott, a Pc3-as sávban nem volt számottevő ULF aktivitás, amit sem v_{sw} , sem ϑ_{Bx} viselkedése nem magyarázhat. A megszokott ULF aktivitási szint február 19-én állt vissza. A napszél eközben mindvégig szuper-Alfvénikus maradt.



6.5. ábra. Lassú napszélbe ágyazott SAE (13 Sep. 00UT-08UT, 2004), a 13-án 21 UT-kor érkező gyors napszelet megelőzően. A 6.4 ábrával egyező formátum

A 6.5 ábra egy SAE eseményre mutat példát. Ez az esemény 2004. szeptember 12-én 6 UT-kor kezdődött és 13-án 8 UT-kor ért véget. Az esemény előtt és alatt v_{sw} alacsony volt ($\approx 300 \text{ km/s}$), a SAE kezdetén N_p alacsonyról ($2,5 \text{ cm}^{-3}$) szélsőségesen alacsony értékre ($< 1 \text{ cm}^{-3}$) csökkent, míg ϑ_{Bx} alacsony és közepes értékek között változott. A magnetopauza egészen $20 R_E$ -ig távolodott, a napszél pedig szub-Alfvénikussá vált. Az ULF aktivitás a teljes alacsony sűrűségű időszakban alacsony volt, de a legalacsonyabb a SAE alatt és közvetlenül utána. A helyzet csak 13-án éjszaka változott meg, amikor egy lökeshullámmal

gyors napszél érkezett. A nyomásimpulzus a magnetopauzát $R_{mp} = 7,5R_E$ -ig benyomta. A következő napon intenzív aktivitás jelentkezett a Pc4-es, és a Pc3-as sávban.

A bemutatott esetekben a Pc3-as aktivitás gyakorlatilag megszűnt a magnetoszféra nappali oldalán. Hasonló jelenséget írt le Le et al. (2000a), azt találván, hogy a magnetoszféra egy 1999. májusi esemény során a megszokottnál sokszorta nyugodtabb volt (ez az esemény mint "the day the solar wind almost disappeared" vonult be a szakirodalomba). Cikkünkben további, itt nem részletezett példákat is bemutatunk.

Mindezek a tapasztalatok azt sugallják, hogy erős kapcsolat van a napszél plazmasűrűsége és az ULF hullámaktivitás között.

A legtöbb LDA és SAE alatt a Pc3-as aktivitás szintje szélsőségesen alacsony volt (Pc3ind $< 10 - 20$ pT, lásd a 6.7 és 6.8 táblázatok utolsó oszlopát), közel a műszer zajszintjéhez (6-7 pT rms a Pc3-as sávban). Ez sem a napszél-sebességgel, sem a kúpszöggel nem magyarázható, hiszen egyik sem vett fel szélsőséges értéket. A 8 LDA esemény közül, melyekre a Pc3ind rendelkezésre áll, 6-ban ϑ_{Bx} nem volt nagyobb, mint 50° , és minden esetben kisebb, mint 65° . A SAE-k esetében ugyanezek az arányok a 3:6, illetve 6:6 voltak. Hasonlóan v_{sw} nagyobb volt, mint 300 km/s az összes LDA és 6-ból 5 SAE esetében, és nagyobb mint 450 km/s az LDA-k felében és a SAE-k harmadában. Végeredményben elmondható, hogy a bolygóközi térben az UW-k kialakulására nézve a feltételek nem voltak kedvezőtlenek, sőt nemegyszer kifejezetten kedvezők voltak.

A Le et al. (2000a) által korábban leírt eset is hasonló volt (LDA + SAE egyszerre). 1999. májusában v_{sw} mérsékelten alacsony (350 km/s) volt, a IMF kúpszög pedig kedvezett (40°) az UW-k kialakulásának. Ennek ellenére nem találtak Pc3-as pulzációkat.

LDA-k idején nemcsak a magnetoszféra csendesül el, hanem az upstream bolygóközi térrész, az ún. foreshock is. Az 1999. májusi esemény során az ion-foreshock-ban egy nagyságrenddel csökkent az ULF tevékenység (Smith et al., 2001; Le et al., 2000a). Az alacsony sűrűségű időszakban a B_{imf} fluktuációk rms-értéke 0,1-0,2 nT-ra esett vissza a környező plazma 1 nT-ás értékeihez képest. Smith et al. (2001) ezt a gyors módusú ULF-hullámoknak a nagy Alfvén-sebességű tartományokról visszaverődésével magyarázta. Egy másik lehetőséget is felvethetünk: protonok híján nincs meg az upstream ULF hullámok keltésének egyik alapfeltétele. Le et al. (2000a) vetette fel, hogy a szélsőségesen kis Mach-szám (M_{ms}) is okozhatta az ULF tevékenység szünetelését. Megfontolásuk szerint az alacsony Mach-szám mellett a lökéshullámfronttól igen kevés részecske verődik vissza. Arra is felhívták a figyelmet, hogy a Mach-szám esetleges hatása elkülönítendő az ULF tevékenység és v_{sw} közötti kapcsolattól.

6.1.6. Összegzés

Mind a bemutatott esettanulmányok, mind statisztikai vizsgálataink azt mutatják, hogy a napszél sűrűségének igen fontos szerepe van a nappali pulzációs aktivitás szabályozásában.

Mind az MLR, mind a neurális hálózatok a sűrűséget mint kontroll paramétert fontosságában a kúpszög elé sorolták. Bár, mint láttuk, mások is voltak, akik rámutattak a sűrűség potenciális szerepére, azonban a sűrűség hatását korábban nem választották el a tőle nem független egyéb hatásoktól.

A fejezet első részében ismertetett statisztikai vizsgálat eredményeképpen kapott modellek, bár sűrűség-függésük nyilvánvaló, nem képesek reprodukálni a Pc3-as pulzációk viselkedését extrém körülmények között (Heilig et al., 2010). Valószínűsítjük, hogy azért nem, mert többféle mechanizmus együttes hatásáról van szó. Valóban, N_p befolyása több mechanizmuson keresztül is érvényesülhet:

1. Upstream protonok hiányában nincs, ami ULF hullámokat keltsen. Az upstream ULF hullámok energiáját a napszél lökeshullámfronttól visszavert protonjai szolgáltatják az általuk gerjesztett ion-ciklotron rezonancia során (pl. Gary, 1978; Yumoto et al., 1984; Le and Russell, 1994; Heilig et al., 2007b). Ha kevesebb a részecske, a hullám-részecske kölcsönhatás során átadható energia, az instabilitás növekedési tényezője is kisebb (Barnes, 1970; Kovner et al., 1976; Varga, 1980; Gary et al., 1981). Ez lehet az elsődleges oka a Pc3-as pulzációk eltűnésének extrém alacsony N_p ($<< 2 \text{ cm}^{-3}$) mellett.

2. Ha N_p alacsony, a fejhullám gyengévé válik (azaz M_A is kicsivé lesz), s így a protonok visszaverésének hatékonysága csökken (Thomsen et al., 1993; Kucharek et al., 2004), ami szintén az ULF aktivitás csökkenését eredményezheti (Le et al., 2000a). Onsager et al. (1990) és Thomsen et al. (1993) úgy találták, hogy a jó közelítéssel tökéletes visszaverődést elszenvedő ion-nyalábok hiánya igen jellemző alacsony Mach-szám (< 5) esetén. Márpedig visszaverődés hiányában megintcsak lehetetlenné válik az UW-k gerjesztése.

3. A szub-Alfvénikussá ($M_A < 1$) váló napszél már nem képes a magnetoszféra felé szállítani (a plazmához rögzített vonatkoztatási rendszerben) a napszéllel szemben Alfvén (Yumoto et al., 1984; Narita et al., 2004; Heilig et al., 2007b) sebességgel terjedő upstream hullámokat, s így azok semmiképpen sem juthatnak be a magnetoszférába. Így az UW-k, még ha vannak is, nem lehetnek a felszíni Pc3-as pulzációk forrásai.

4. Alacsony sűrűség mellett a magnetopauza orrtávolsága jelentősen megnőhet. Ez egyben azt is jelenti, hogy a foreshockban keletkező UW-knek hosszabb utat kell megtenniük, míg eljutnak az ionoszféráig, s onnan a felszínig. Ha létezik valamiféle csillapítás a magnetoszférában, az szintén magyarázatot adhatna a Pc3-as amplitúdók tapasztalt csökkenésére. A híres 1999. évi esemény során a Wind-műhold pályája a Földtől a Nap felé sugárirányban 53 földszögnyi távolságra metszette az ívelt fejhullámot (Le et al., 2000b). Ez az átlagos értéknek több mint négyszerese!

A magnetoszférabeli ULF hullámok terjedését általában az MHD-modell keretei között tárgyalják. Márpedig az MHD veszteségmentes, a hullámok csillapodás nélkül terjednek. Az MHD keretei között csak geometriai hatások jöhetnek szóba, pl. az elenyésző (evanescent)

módusú hullámok exponenciális lecsengése (Takahashi et al., 1994) a határfelületről mért távolság függvényében. A gyors módusú (kompressziós) MHD-hullámok a tér minden irányában izotróp módon terjedhetnek. Pontszerű hullámforrást (pl. a magnetopauza szubszoláris pontja) és gömb-hullámfrontot feltételezve, a hullámfront térbeli kiterjedésének következményeként $1/r$ (r a forrástól mért távolság) szerinti (ún. geometriai) amplitúdó-csökkenéssel számolhatunk. Az általunk tapasztalt exponenciális csökkenés azonban ennél jóval erőteljesebb (6.1(a) ábra): $Pc3ind = Pc3ind_0 e^{-\lambda r}$, ahol $Pc3ind_0$ az $r_0 = 0R_E$ helyen vett amplitúdó. THY esetében a látszólagos csillapítási tényező, λ is 0,32, ami azt jelenti, hogy a hullám energiájának kb. 50%-t ($(e^{-0,32})^2 \approx 0,53$) veszíti el $dr = 1R_E$ út megtétele során. Elképzelhető, hogy a valós csillapodás ennél kisebb mértékű, hiszen $Pc3ind$ v_{sw} -vel végrehajtott normalizálása után a csökkenés közel lineárisra válik, 16 pT-val csökkenve $dr = 1R_E$ út megtétele során (Heilig et al., 2010). További vizsgálatok, a magnetoszférában több ponton végzett megfigyelések szükségesek ahhoz, hogy a tényleges csillapítási tényezőt, a csillapítás helyét, és a csillapításért felelős fizikai folyamatokat azonosíthassuk.

Az előbbieken vázolt négy lehetőség egyikét sem elemezte részleteiben mindeddig egyetlen kutató sem, s empirikus adatokon sem ellenőrizte azok helytállóságát.

A 2-es mechanizmust alátámasztó in-situ foreshock-beli megfigyelésekről számolt be egy SAE kapcsán Le et al. (2000a). De ugyanezért a megfigyelésért az 1-es és a 3-as mechanizmus is felelőssé tehető. További foreshock-beli megfigyelésekre lenne szükség annak eldöntésére, melyik mechanizmus szerepe a döntő. Az 1., 2. és a 3. mechanizmusok mindegyike egyfajta kapcsolóként működik extrém körülmények között. A 4. mechanizmus, a terjedési úttal valamilyen módon arányos amplitúdó-csökkenés, viszont átlagos körülmények között is hat. Ezért azt gondoljuk, hogy ez a jelenség tükröződik az MLR modell sűrűség-függésében. Ez az egyetlen mechanizmus, amely a sűrűség teljes értéktartományában befolyásolja a pulzációk erősségét.

Azt is bemutattuk (6.6 táblázat), hogy mind χ , mind ϑ_{Bx} szerepe csökken az egyenlítőtől távolodva. Azaz a közepes szélességeken ($L=1,8-3,8$) észlelt Pc3 aktivitás kapcsolata az UW-vel szorosabb, mint a magas szélességeken észlelté. Ez lehet egy alacsony (pl. szubszoláris) szélességen működő jelforrás következménye, de az is lehet, hogy a magasabb szélességeken más, a napszél-paraméterektől független, vagy azoktól máshogyan függő Pc3-as források is működnek.

A korábbi kutatásokból (pl. Verő, 1980; Chi et al., 1998; Chugunova et al., 2007) ismeretes, s később részben mi is igazoljuk, hogy a Pc3-as és Pc4-es pulzációk viselkedése jelentősen eltér egymástól. Bár mindkettőre jellemző az erős napszél-kontroll, a napszél állapotváltozásaira eltérően reagálnak, feltehetően eltérő eredetüknek köszönhetően. A Pc2-es pulzációk közepes szélességeken igen ritkák. Ezért itt most a Pc3-as pulzációk vizsgálatára szorítkoztunk.

Ismeretes, hogy a Pc3-as pulzációk amplitúdóját alacsony és közepes szélességeken a helyi rezonanciák is módosítják. A felszíni Pc3-as aktivitás a beérkező UW eredetű hullámok maradékának és az UW-k által a szomszédos erővonalakon keltett és azok mentén terjedő Alfvén-módusú vezetett hullámoknak, illetve rezonanciáknak a keveréke. A rezonancia általi erősítés adott erővonal mentén is változó frekvencián történik, mert a helyi FLR frekvencia az erővonal menti sűrűségeloszlás függvényében változik (pl. Schulz, 1996; Waters et al., 1996), amit viszont elsősorban a geomágneses aktivitás befolyásol. De a B_{imf} erőssége, s így a keltett UW-k domináns frekvenciája is változik időben. Mindazonáltal a rezonancia hatása az átlagos amplitúdókra kisebb, mint a vizsgált napszél paramétereké.

Láttuk, hogy a felszíni amplitúdót az ionoszférikus vetítés tovább módosítja (pl. Nishida, 1978; Pilipenko et al., 2008). Ezekkel a hatásokkal nem számoltunk modellünkben.

6.2. A bolygóközi mágneses tér irányának szerepe

A Pc3-as amplitúdók és a kúpszög közötti, már az 1970-es évek óta ismert függést mind közepes, mind magasabb szélességeken, az MM100 által lefedett teljes tartományban ($L=1,8-6,1$) kimutattuk (6.6 táblázat). Ugyanott láttuk, hogy magasabb szélességek fel haladva a kúpszög-függés csökken. Erre korábban már Russell et al. (1983) is felfigyelt.

Mint a bevezetőben láttuk a szakirodalom állásfoglalása némiképp ellentmondásos abban a tekintetben, hogy mi okozza a felszíni pulzációs tevékenység kúpszög-függését. A szerzők (akiket itt most nem idézek újra) az alábbi tényezőkre hívták fel a figyelmet: 1. Az ion-ciklotron instabilitás két különböző kinetikus modelljéből levezethető, hogy az upstream hullámok keltése az IMF mentén vagy azzal 30° -os szöget bezárva a leghatékonyabb, a növekedési tényező ekkor maximális. 2. A mágneses burokbeli konvekció térbeli eloszlásából következően csak a fejhullám orrának közvetlen környezetében belépő hullámok juthatnak el a magnetopauza közelébe, mégpedig a magnetopauza orrához. Az upstream foreshock határa $\vartheta_{nB} < 51^\circ$ -nál kezdődik, azaz a fejhullám orrának környezetében (ahol $\vartheta_{nB} = \vartheta_{xB}$) csak akkor vannak upstream hullámok, ha az orr az ULF-foreshock-on belül helyezkedik el, azaz ha $\vartheta_{xB} < 51^\circ$. 3. Takahashinak a hullámok keletkezésével foglalkozó elméleti munkájából az következik, hogy az UW eredetű Pc3-as tevékenység csökkenésének egy harmadik oka is lehet. Ugyanis modellje szerint nagy kúpszögek esetén az UW frekvencia egyre inkább eltér a $6 \cdot B_{imf}$ összefüggéstől, mégpedig az alacsonyabb frekvenciák felé (Takahashi et al., 1984). Az UW-ket ebben a kúpszög-tartományban már inkább a Pc4-esek között kell keresni. Ezzel egyidejűleg természetesen a Pc3-as tevékenység csökkenése lenne várható.

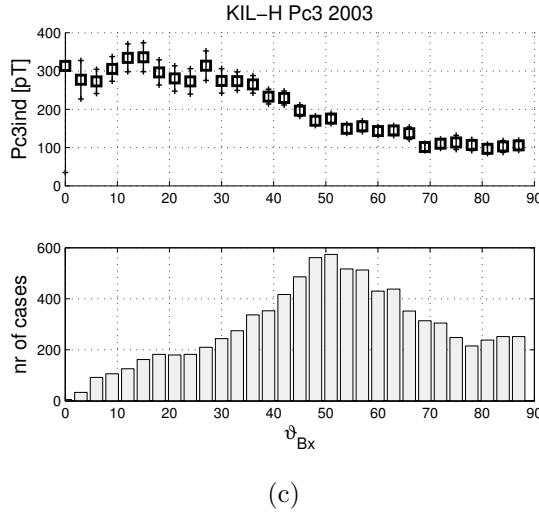
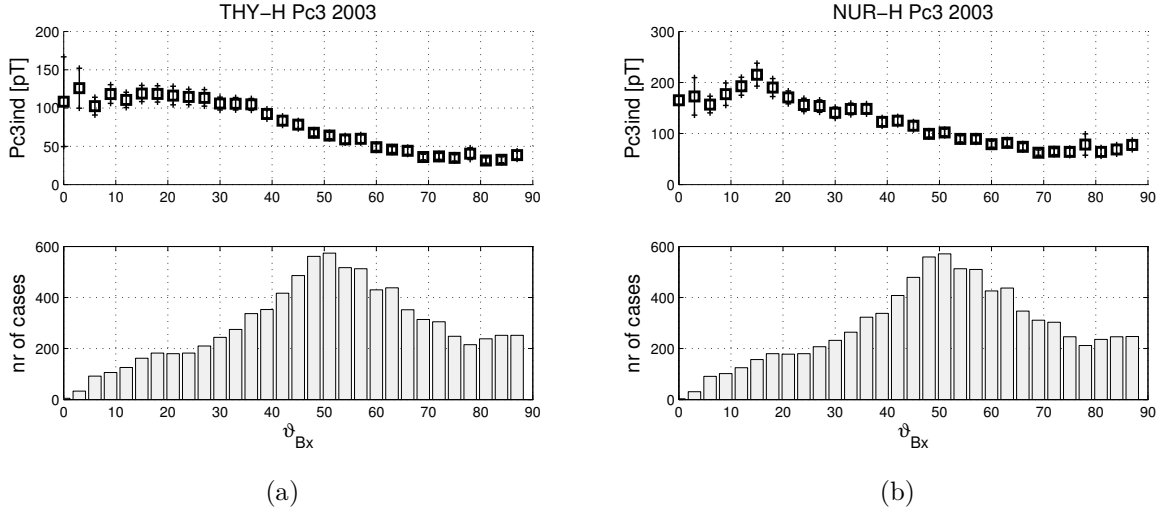
6.2.1. Az amplitúdó és a kúpszög közötti kapcsolat függése a választott időskálától

Minthogy a bolygóközi tér iránya igen gyors változásokra is képes, érdekesnek láttam megvizsgálni, hogy a pulzációs aktivitás és a kúpszög kapcsolata rövidebb időskálán is igazolható-e.

A függés egyértelműen látszik nemcsak az órás átlagokat vizsgálva, de a perces felbontású Pc3ind adatokban is. A 6.6 (a-c) ábrákon a nappali (itt: 06-18 LT) adatokból származtatott perces index kúpszög-függését ábrázoltam három, különböző L-héj mentén fekvő állomásra (Kilpisjärvi, Nurmijärvi, Tihany). Annak ismeretében, hogy az egyes napszél-paraméterek között jelentős korreláció mérhető, a pulzációs indexet jelentősen befolyásoló napszélesebesség értékét, valamint a napszél sűrűségétől is függő magnetopauza orrtávolságát egy szűk tartományra korlátoztam ($400\text{ km/s} < v_{sw} < 500\text{ km/s}$, ill. $10R_e < R_{mp} < 11R_e$). Így tisztábban látszik a kúpszög hatása. A kapott eloszlások szerint kb. 30° -ig alig változik az aktivitás, a nagyobb kúpszög-értékek felé haladva fokozatosan csökken, 60° táján már a csúcs-aktivitás fele sem mérhető. A maximum és a minimum amplitúdók aránya mindhárom esetben kb. 3:1.

Mindez, bár ilyen nagy időbeli felbontású adatokon statisztikusan még nem vizsgálták, a már az 1970-es években felismert, és azóta sokak által igazolt összefüggés egy újabb megerősítése csupán. A nagy felbontású adatokon végzett vizsgálat mindazonáltal közelebb vihet néhány, még nyitott kérdés megválaszolásához.

A pulzációs aktivitás a kúpszög változásaira igen gyorsan, mondhatni "azonnal" reagál, azaz az aktivitás kúpszög-függése nem csupán statisztikusan ragadható meg, hanem egyedi események során is vizsgálható. Illusztrációként csupán egyetlen teljes napi adatsort mutatok be (további példákat mutattam be Bencze et al. (2007) cikkében). A 6.7 ábra első három panelja a pulzációk dinamikus energiaspektrumát (a loglineáris trend eltávolítása után) mutatja három MM100 állomásra (SOD, NUR, THY). Az alsó három panel az IMF kúpszög, a napszélesebesség és a napszél plazmasűrűségének egyidejű idősorát ábrázolja. A dinamikus spektrumokon végighúzódnó piros vonal a várható UW frekvencia ($6 \cdot B_{imf}$). A dinamikus spektrumok alatt húzódnó zöld szakaszok azokat a nappali ($\chi < 110^\circ$) időintervallumokat jelölik, amelyek során a kúpszög értéke az UW-k szempontjából kedvező ($\vartheta_{Bx} < 60^\circ$). Jól láthatóan a nappali Pc3-as aktivitás változása a három, különböző szélességen fekvő állomáson igen hasonló: jelentősebb aktivitás kb. 09:30-12:00, valamint 13:30-16:30 között tapasztalható. Ezek a szakaszok nagyjából egybeesnek azokkal a szakaszokkal, ahol a kúpszög 60° alá esik. Ezen időszakokat megelőzően és között a kúpszög nagyrészt 70° - 90° között változik, míg az időszakok után végig közel 90° marad. Ennek megfelelően a reggeli órákban a Pc3-as aktivitás is igen gyenge. A 18 és 21 UT körül, nagy kúpszög és alig változó v_{sw} és N_p

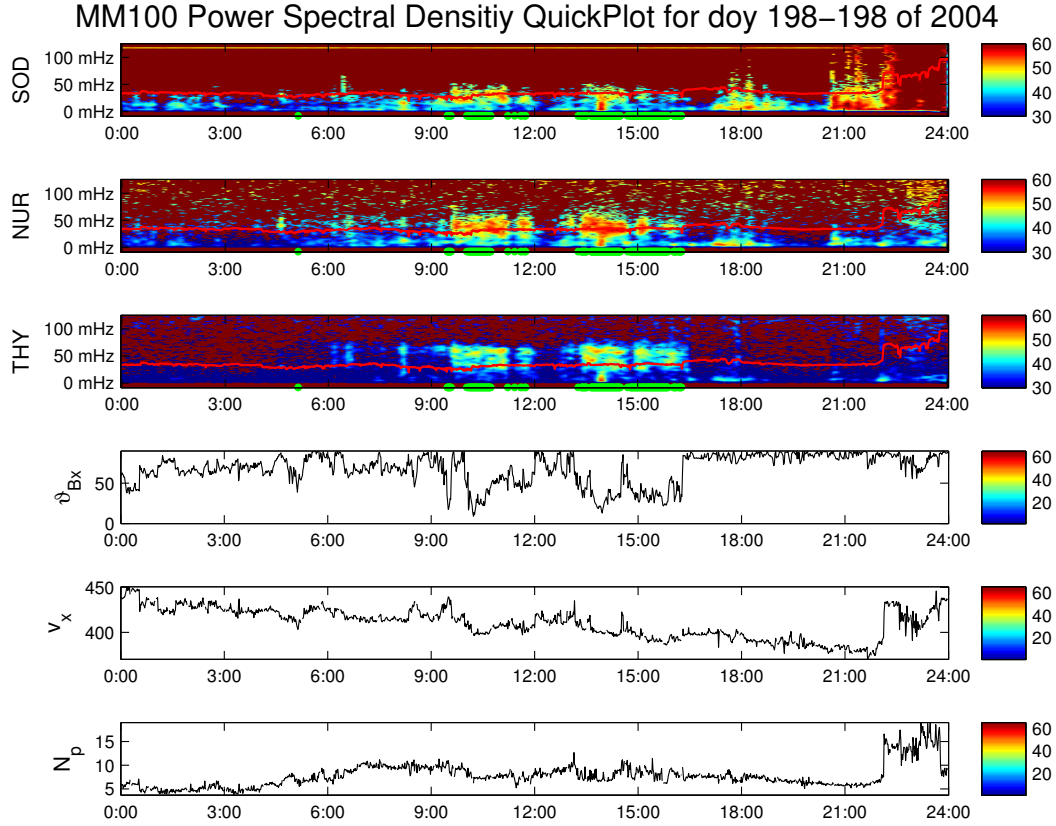


6.6. ábra. (a) THY Pc3 index az IMF kúpszög függvényében (2003), (b) ua., de NUR, (c) KIL

mellett észlelt aktivitás alapvetően Pc4-es típusú, s biztosan nem UW eredetű. (Ugyanezen a napon 13:53-tól egy solar flare esemény, 21:55-kor pedig egy hirtelen viharkezdet hatása is megjelenik az ábrázolt frekvenciasávban.) Az UW aktivitáshoz köthető események frekvenciája SOD állomáson illeszkedik legjobban a várt frekvenciamenetre. A másik két állomáson az aktivitás szélesebb sávban jelentkezik. THY esetében ez az 50-60 mHz körül jelentkező erővonal-rezonancia hatására vezethető vissza. A bemutatott napon a viharkezdet előtt nem volt olyan nagymértékű vagy hirtelen változás sem a napszélességben, sem a plazmasűrűségben, ami a Pc3-as aktivitás tapasztalt fluktuációját magyarázhatná. Annak egyértelműen a kúpszög változása volt az oka.

A bemutatott példa, és a példán keresztül bemutatott viselkedés, a Pc3-as aktivitás gyors megváltozása a kúpszög hirtelen megváltozására, általánosan jellemzőnek mondható.

Felvetődik a kérdés, hogy melyik az az időskála, amin a jelenséget vizsgálni érdemes.

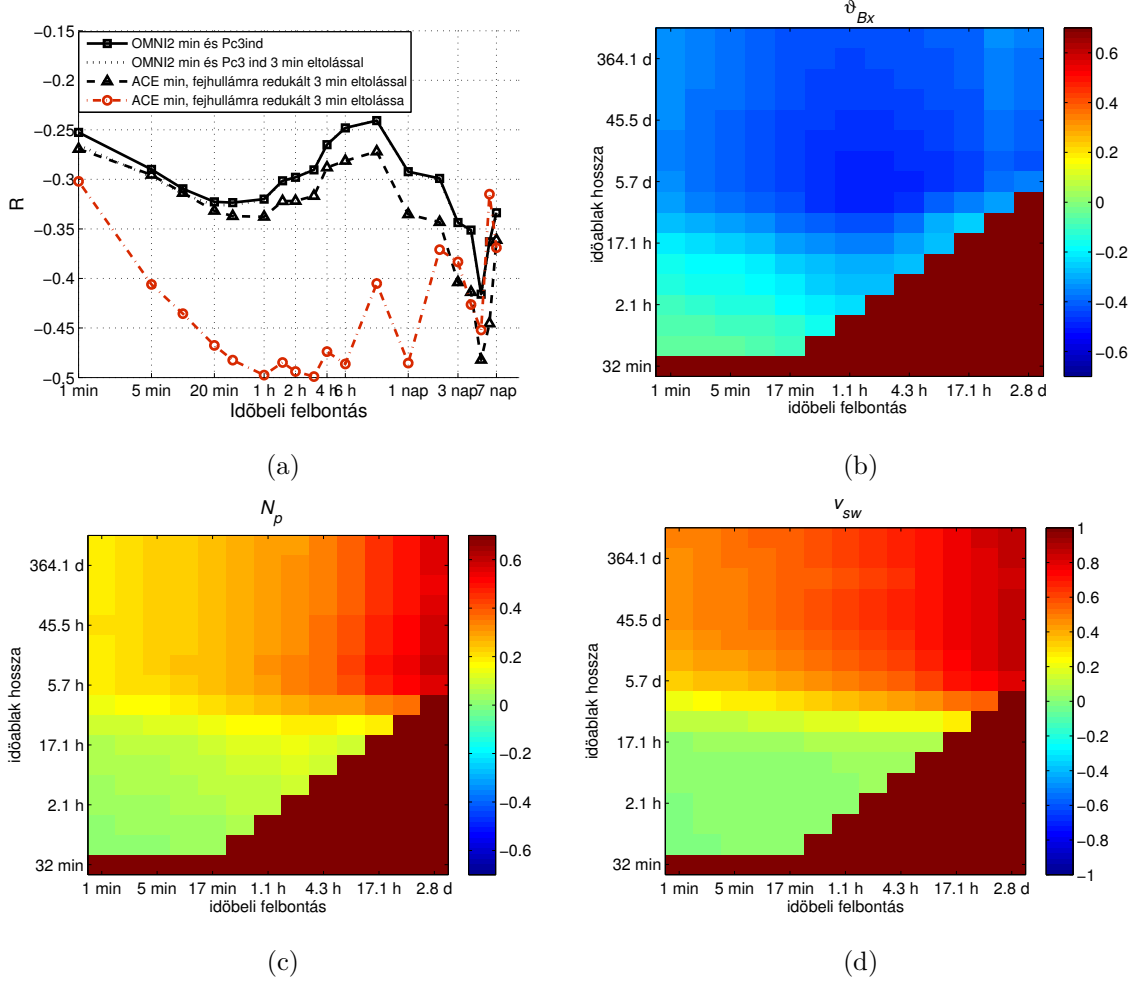


6.7. ábra. Pc3-as hullámtevékenység (dianmikus PSD) SOD, NUR és THY állomásokon 2004 198. napján, valamint a kúpszög, a radiális napszél-sebesség és a napszél-sűrűség egyidejű variációja. A spektrumokon áthúzó piros vonal a becsült UW frekvencia, a spektrumok alatti zöld szakaszok a kedvező kúpszögű időszakokat jelölik.

Hogy ezt a kérdést megválaszolhassam, a 2003-as évre az előző fejezetben tárgyalt korrelációszámítást többféle időskálán megismételtam. Az OMNI2 IMF adatokból számított kúpszög és a tihanyi Pc3-as pulzációs aktivitás idősorokból futóátlagolással rendre 1, 5, 10, 20 stb. perces időátlagokat képeztem. A kapott korrelációs együtthatókat a 6.8(a) ábrán a folytonos fekete vonal mutatja. Jól láthatóan a (negatív) korreláció a perces átlagoktól körülbelül a fél órás átlagokig gyorsan erősödik. Az óránál hosszabb időátlagokra viszont a korreláció rohamosan gyengül, majd a napi átlagok táján ismét erősödni kezd, és az 5 nap hosszúságú időtartamra számolt átlagoknál éri el maximumát.

Átlagos körülmények között (mint később megmutatom) az upstream hullámoknak mintegy 2-4 percre van szükségük ahhoz, hogy egyenes úton terjedve a fejhullám orrától az ionoszféráig jussanak. Minthogy az OMNI adatokat időben a fejhullám orrára redukálják, megkísértem a korrelációk újraszámítását úgy, hogy az OMNI adatokat időben 3 perccel előretoltam. Ahogyan várható volt, a legrövidebb időskálakon a változók kapcsolata némi-

képp erősödött (6.8(a) ábra, pontozott vonal), hosszabb időskálákön azonban nem változott.



6.8. ábra. A tihanyi Pc3-as index és a kúpszög közötti korreláció függése (a) az adatok időbeli felbontásától, (b) az időbeli felbontástól és a korreláció-számításhoz választott időablak hosszától. (c) és (d) mint (b) de a napszél-sűrűséggel, illetve a napszél-sebességgel való korrelációra

AZ OMNI adatokat a fejhullám orrára redukálás során erősen simítják is, így ez az adatsor a kúpszög változékonyságát a valóságosnál kisebbnek mutatja. Ezért megkísértem közvetlen napszél-mérésekből is számolni. Az ACE műhold által mért napszélsebesség és az ACE helyzetének ismeretében minden mérésre kiszámítottam azt az időt, ami a műholdtól a fejhullám orráig a konvekcióhoz szükséges. A méréseket ezekkel az időközökkel eltoltam, majd a kapott, az időbeli vetemedés miatt időben nem ekvidisztans idősort átmintavételezve perces átlagokat képeztem. A várakozásnak megfelelően az így előállított adatsorral a korreláció minden időskálán erősödött, de leginkább a napi átlagoknál nagyobb időskálákön (6.8(a) ábra, szaggatott vonal). A változás, ezúttal a várakozással ellentétben, éppen a legkisebb időskálákön volt a legcsekélyebb (itt eleve a 3 perccel eltolt adatsorral számoltam).

Végezetül a változók közötti parciális korrelációkat is meghatároztam. A parciális korreláció számítása során a napszélsébség és a napszél-plazmasűrűségének hatását távolítottam el (6.8(a) ábra, piros pontozott-szaggatott vonal). A korreláció minden néhány naposnál rövidebb időskálán erősödött, de leginkább az órás átlagok táján. A parciális korrelációnak is az órás-három órás átlagok körül van maximuma (abszolútértékben), majd a hosszabb skálák felé haladva a korreláció erőssége erős fluktuáció mellett csökkenő trendet mutat.

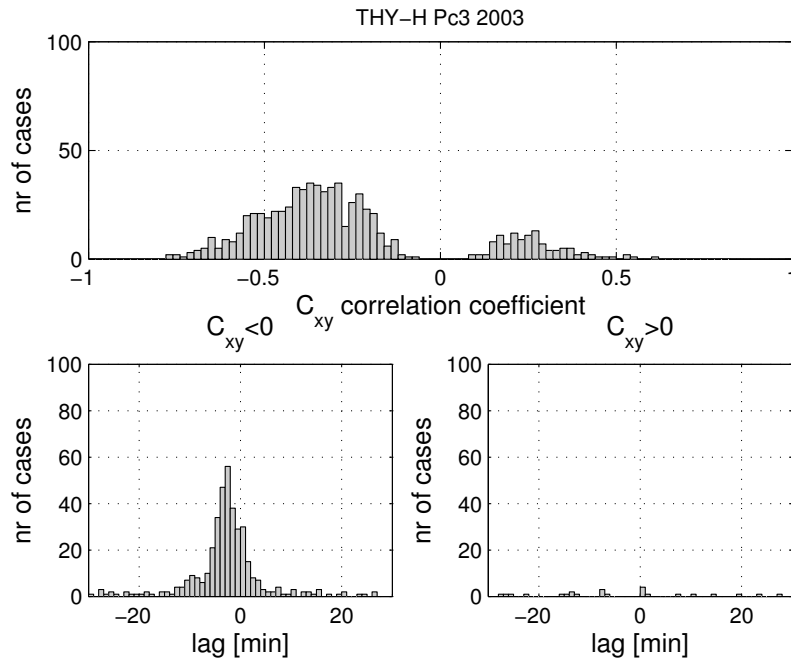
A korreláció erőssége nemcsak az adatok időbeli felbontásától függ, hanem annak az időablaknak a hosszától is, amelyben a korreláció-számítást végezzük. Jól mutatja ezt a (6.8(b) ábra, amely a 2003-as tihanyi, nappali, különböző időskálákra számított indexekből és az OMNI mérésekből számolt kúpszögekből különböző hosszúságú időablakokban számolt parciális korrelációs együtthatók átlagos értékét ábrázolja. Az ábra tanúsága szerint az átlagos parciális korreláció a néhány napos hosszúságú ablakokban számolva a legerősebb. (Az előzőekben bemutatott számításoknál egy teljes év volt az időablak hossza.) Az ábrából az is kitűnik, hogy a kúpszög hatása a napi (és hosszabb) átlagokban már elenyésző. Ez a viselkedés merőben eltér a Pc3-as aktivitás és a napszél sűrűsége, illetve sebessége közötti összefüggésektől (6.8(c) és 6.8(d) ábra). Ez utóbbi paraméterek a legnagyobb időskálákon mutatják a legerősebb kapcsolatot. További közös vonás, hogy a korreláció csak az egy napnál hosszabb időintervallumokra számolva szignifikáns, s a kapcsolat erőssége még hosszabb időablakokat véve sem erősödik tovább.

A számítások tehát arra mutatnak, hogy az elérhető adatokból dolgozva a kúpszög hatása éppen a korábban is leginkább vizsgált órás időskálán a legerősebb. Annak, hogy a rövidebb időskálákon a kapcsolat gyengébb, feltehetően részben, ha nem főként az az oka, hogy a bolygóközi téradatok, amikkel dolgozhatunk, nem közvetlen mérési adatok, azaz nem közvetlenül a fejhullám orránál mért kúpszög-értékek, hanem egy olyan származtatott adatsor, amely előállításánál jelentős simításon esik át. Azaz a kisebb időskálákon simítatlan perces Pc3-as indexeket simított kúpszögértékekkel vetjük össze. Valóban, az OMNI adatokat eltolt ACE adatokkal helyettesítve javult is a korreláció. Azonban az ACE és a fejhullám közötti konvekció során, azaz mintegy másfél-millió km út alatt a napszél-paraméterek idősora jelentős vetemedéseket szenved el az olykor igen gyorsan változó konvekciós sebesség következtében. Ez az út a napszélnek átlagosan kb. egy óráig tart, így az órás átlagoknál és hosszabb skálákon ez a korrelációt gyengítő hatás már elhanyagolható. Az egyes események vizsgálata során szerzett tapasztalatok alapján gyanítható, hogy ha lenne közvetlenül a fejhullám orránál mért IMF idősor, akkor a korreláció az órásnál rövidebb skálákon is minden bizonnyal erősebb lenne.

Mindenesetre bizonyos jelenségek csak a finomabb időskálán vizsgálhatók. A következőkben erre mutatok példát.

6.2.2. A fejhullám és a felszín közötti terjedési idő meghatározása

A nappali (09-15 LT) perces indexek az OMNI2 napszél-adatbázissal kombinálva lehetővé teszik a fejhullám és a felszín közötti terjedés idejének vizsgálatát is. Ezt a 2003-as tihanyi adatokat felhasználva kíséreltem meg. Ilyen vizsgálatot korábban, az órás átlagokkal nem lehetett végezni. A mostani vizsgálathoz viszonylag rövid időablakot (esetünkben 6 óra) választottam. A 6.9 ábra felső panelja a 6 órás időszakok során a kúpszög és a THY Pc3ind közötti kereszt-korreláció-analízisből származó, abszolút értékben maximális együtthatók hisztogramját ábrázolja. Az eloszlás erős aszimmetriát mutat. Sokkal több a negatív (88 %), mint a pozitív korreláció (12 %). Ez újabb igazolása annak, hogy a kúpszög növekedésével az aktivitás csökken. A negatív korrelációs együtthatók zöme a $-0,6 - -0,2$ tartományban van, de $-0,8$ közeli együttható is előfordul. A negatív korrelációk átlaga $-0,38$. A pozitív korrelációk nemcsak kevesebben vannak, de gyengébbek is (átlaguk $0,27$).

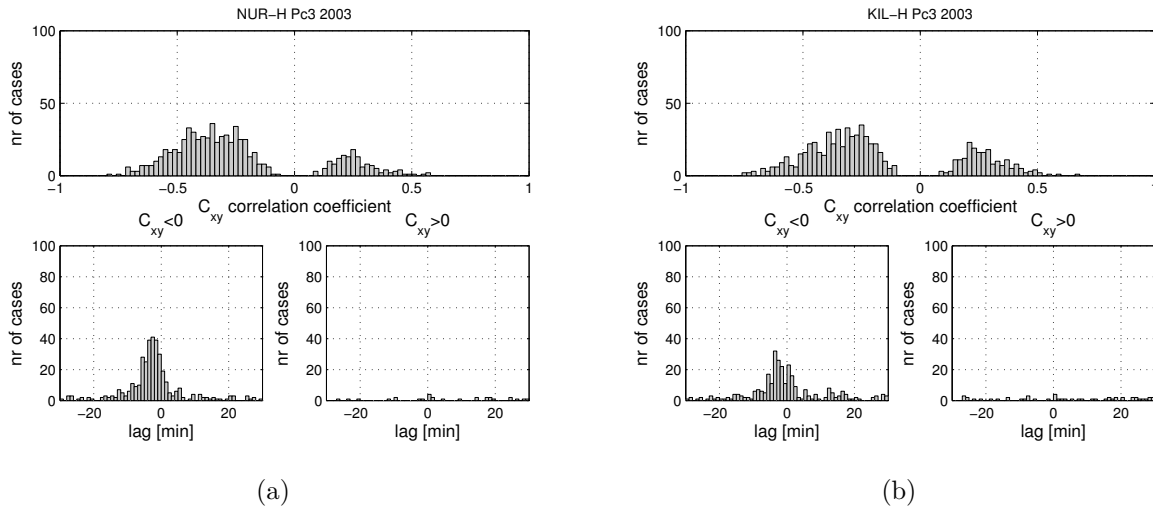


6.9. ábra. (fent) A Tihanyi Pc3-as index és a kúpszög idősorai között számított, a legerősebb kereszt-korrelációs együtthatók hisztogramja. (balra/jobbra lent) A legerősebb negatív/pozitív korrelációt adó időbeli eltolások hisztogramja

A negatív és a pozitív korrelációt mutató esetekre külön-külön azt is megvizsgáltam, mekkora az az időbeli eltérés, amelyikre a legerősebb korreláció adódik. A negatív, ill. a pozitív korrelációk egészen más képet mutatnak. A negatív esetben a két változó közötti késés időközének eloszlása mínusz 2-3 perc között csúcsosodott ki, a felszínen mért pulzációs aktivitás-változás átlagosan 2,7 perccel követte a bolygóközi tér változásában bekövetke-

ző (ellentétes) változásokat. Ez azt jelenti, hogy a jelek forrásaként feltételezett upstream hullámoknak átlagosan ennyi időre volt szükségük, amíg a fejhullámtól a felszínig (THY) lejutottak. Tekintettel a megtett 13 földugáryi távolságra ez nagyjából 500 km/s átlagsebességnek felelne meg. Az átlagos Alfvén sebességet a plazmaszférában 500 km/s-nek, a plazmavályúban pedig 1000 km/s-nak feltételezve, továbbá feltéve, hogy a plazmapauza helyzete $L=4$, a magnetopauzáé $L=10$, a magnetoszférabeli terjedés várható ideje kb. 90 s-nak adódna. Ehhez még hozzá kellene számítani a mágneses hüvelybeli terjedéshez szükséges időt, nem feledkezve meg a közeg konvekciójáról sem. Ezt is figyelembe véve a 2-3 perc körüli teljes terjedési idő reális értéknek látszik.

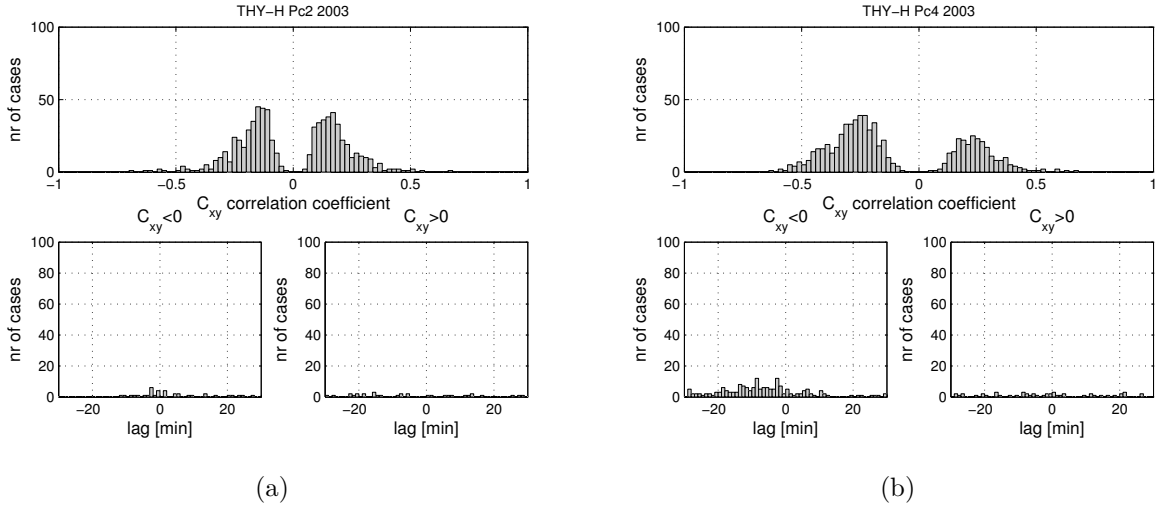
A pozitív korrelációk esetében a késések eloszlásában hasonló csúcs nem figyelhető meg, semmiféle kapcsolat nem állapítható meg.



6.10. ábra. (a) Mint 6.9 ábra, csak NUR állomásra (b) Mint 6.9 ábra, csak KIL állomásra

Igen hasonló eredményeket kaptam NUR állomásra is (6.10(a) ábra). Itt a hatórás időszakok 85%-a mutatott negatív korrelációt $R = -0,38$, s negatív korrelációkra az átlagos időbeli eltérés -2,8 perc volt. Még KIL esetében (6.10(b) ábra) is ugyanez a tendencia mutatkozik meg, de már kisebb átlagos terjedési idővel (78%, $R = -0,36$, -1,1 perc).

Hasonló analízist végeztem a tihanyi Pc2-es és a Pc4-es pulzációs indexekkel is. A Pc4-esek esetében (6.11(b) ábra) a korrelációs együtthatók eloszlásában az aszimmetria mérsékeltebb volt (68%, ill. 32% negatív, ill. pozitív), a Pc2-esek esetében pedig (6.11(a) ábra) közel szimmetrikus (53%, ill. 47%) volt az eloszlás. A Pc4-eseknél tapasztalt gyenge aszimmetria oka az lehet, hogy a jellemzően Pc3-as upstream eredetű hullámok frekvenciája olykor a Pc4-es (igen ritkán a Pc2-es) tartományba esik. Ezeken a frekvenciákon azonban már túlnyomóan más folyamatok felelősek a pulzációk keltéséért.



6.11. ábra. (a) Mint 6.9 ábra, csak Pc2-es pulzációkra (b) Mint 6.9 ábra, csak Pc4-es pulzációkra

6.2.3. Összegzés

Az előző fejezetekben megmutattam, hogy a kúpszög és a Pc3-as aktivitás közötti kapcsolat természete egészen más, mint a napszél-sebességgel, vagy a sűrűséggel fennálló kapcsolat, legalábbis ami a kapcsolat időbeli dimenzióját illeti. A kúpszög hatása a néhány órás időskálán mutatkozott a legerőteljesebbnek, az ennél nagyobb időskálákon a kapcsolat elenyészik. Egyes események vizsgálata, és az upstream-hullámok keletkezésére vonatkozó ismeretek alapján a legrövidebb skálákon még erősebb kapcsolatot várnánk, e feltételezés helyességének ellenőrzését azonban a hozzáférhető, erősen simított (OMNI) napszél-adatok nem teszik lehetővé.

Ugyanakkor statisztikusan sikerült kimutatni, hogy a fejhullám orránál bekövetkező kúpszög-érték változások hatása néhány perc múlva észlelhető a felszínen. A közepes szélességekre kapott terjedési idők megfelelnek a magnetoszférán keresztüli, kompressziós módusbeli közvetlen terjedésnek. A kúpszög és a pulzációk kapcsolatát óránál finomabb időskálán statisztikai módszerrel korábban nem vizsgálták.

7. fejezet

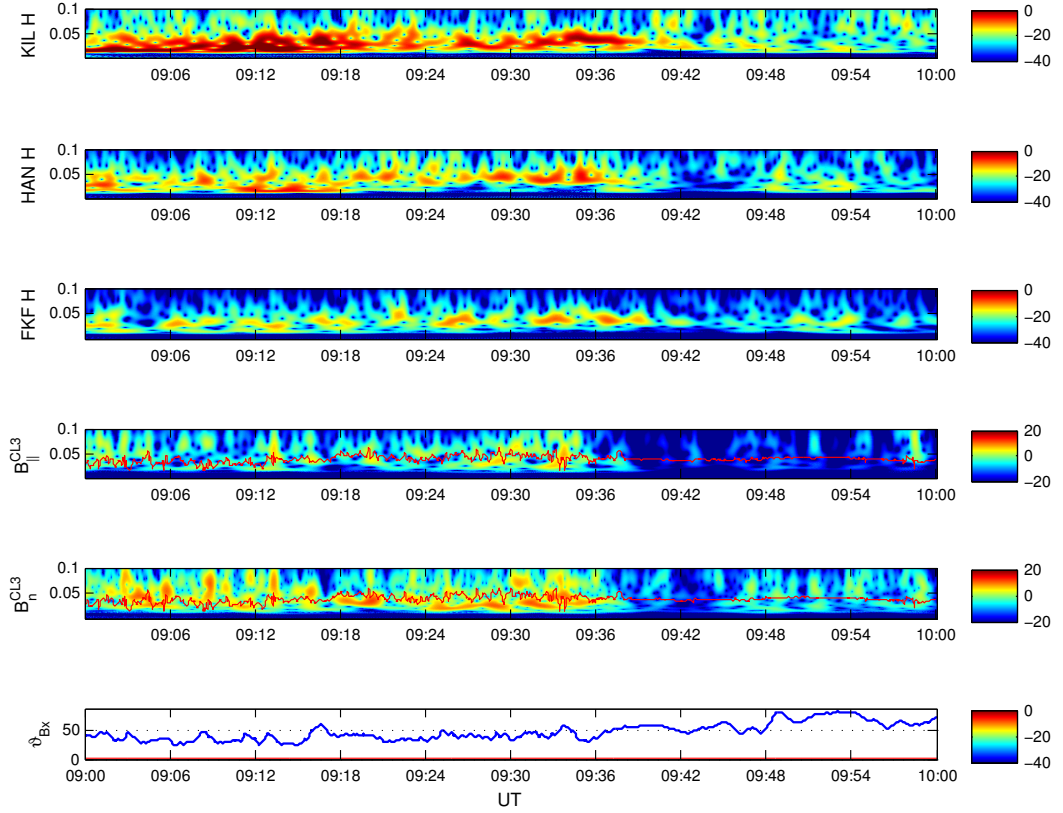
Upstream hullámok a foreshockban

A CLUSTER misszió (lásd 5.2.2 fejezet) lehetővé tette, hogy a feltehetően upstream eredetű földi ULF észleléseket közvetlenül az upstream foreshockban végzett észlelésekkel vessük egybe. Ilyen összevetésekre a késő téli-kora tavaszi időszakok az alkalmasak, a CLUSTER pályasíkja ugyanis az év folyamán helyi időben lassan körbefordul, s a pálya apogeuma (Földtől legtávolabbi pontja) ekkortájt van a foreshockban. Az alábbiakban két tanulságos eseményt mutatok be részletesebben.

A 7.1 ábra felső öt paneljában három MM100 állomás (KIL, HAN, FKF), valamint a 3. számú CLUSTER (CL3) műhold IMF-fel párhuzamos és arra merőleges komponensének wavelet-energiáspektruma látható a 2002. február 12-én 09:00-10:00 UT közötti időszakra. A CL3 spektrumokon végigfutó piros görbe a $6 \cdot B_{imf}$ összefüggés alapján várható UW frekvencia. Az alsó panelen a kúpszög variációját ábrázoltam (60 s hosszú ablakkal végzett futó-átlagolással simítva). Mivel a CLUSTER mérései a napszélben történtek, lehetőség volt arra, hogy a kúpszöget és B_{imf} értékét is közvetlenül az in-situ mérésekből számoljam. Ennek az a jelentősége, hogy így kiküszöbölhetők azok a bizonytalanságok, amelyek a távoli ACE vagy WIND műholdak napszél-méréseinek a fejhullám orrára vonatkoztatásából adódnak, pl. az OMNI adatbázis esetén.

A CL3-on kb. 09:36-ig (UT), az MM100 állomásokon valamivel tovább intenzív ULF tevékenység észlelhető, ami az óra utolsó 15-20 percére szinte teljesen megszűnik. Mindeközben 09:36 előtt a kúpszög szinte végig 50° alatt, ezt követően szinte végig 50° felett volt, a napszélsébség (~ 500 km/s) és -sűrűség ($4 - 6 \text{ cm}^{-3}$) pedig érdemben nem változott. Az aktivitás változását tehát mind a felszínen, mind a foreshockban feltehetően a mágneses tér irányának megváltozása okozta.

Még érzékletesebben mutatja a bolygóközi mágneses tér iránya és az ULF aktivitás közötti kapcsolatot a 7.2 ábra, az IMF irányának erőteljes fluktuációja mellett (2003. április 1. 12:00-13:00 UT). A CL3 általi és a földi észlelések közötti egynéhány perces időbeli eltérés (a 12:30 körül a CL3-on tapasztalt pár perces aktivitás-csökkenéstől eltekintve) most is határozottan

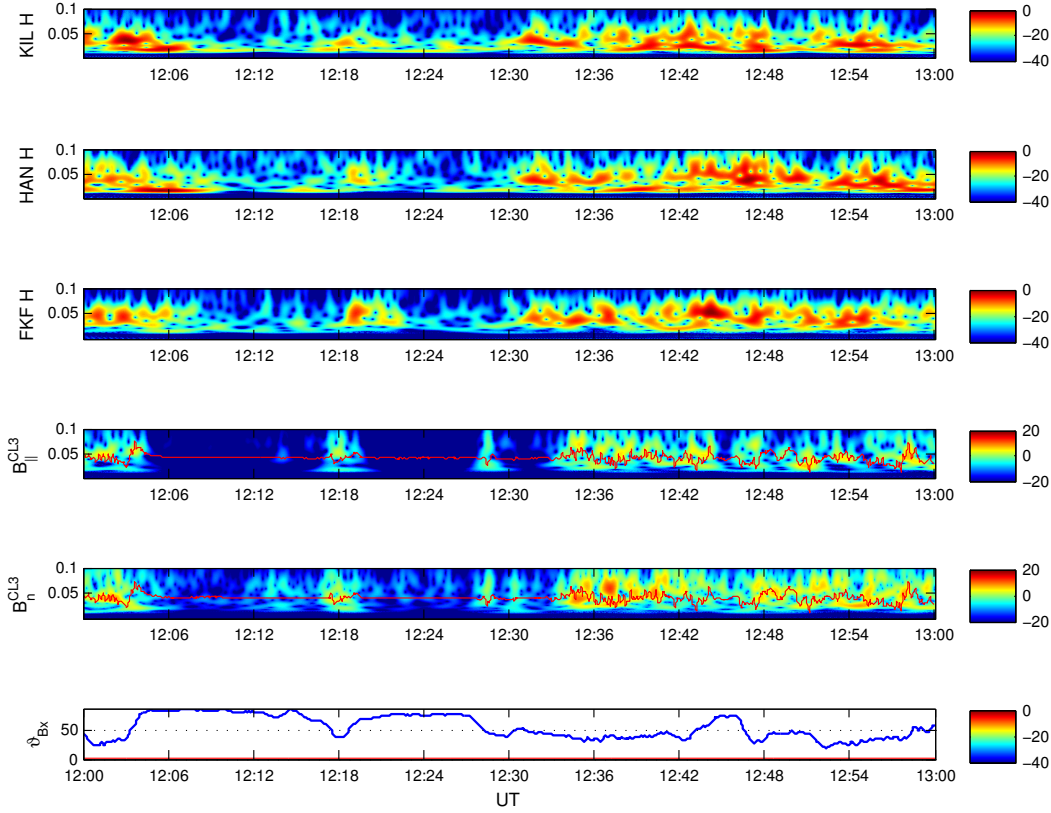


7.1. ábra. KIL, HAN és FKF állomások, valamint a CL3 műhold bolygóközi mágneses térrel párhuzamos és arra merőleges komponensének wavelet spektruma, 2002. február 12. 09:00-10:00 UT. Az alsó panelen a kúpszög variációja, a CL3 spektrumokon piros vonallal a CL3 in-situ méréseiből számított, várható UW frekvencia látható.

megfigyelhető, s nagyjából megfelel az előző fejezetben a fejhullám orra és a felszín közötti terjedésre kapott késésnek.

Hasonlóan szép példákat azonban annak ellenére sem tudtam nagy számban felsorakoztatni, hogy, mint ismeretes, az ULF aktivitás mind a felszínen, mind a foreshockban erőteljesen függ a bolygóközi tér irányától. Hiszen amíg a felszíni aktivitást a kúpszög (ϑ_{Bx}) szabályozza, addig a foreshockban a műholdat a fejhullámmal összekötő mágneses erővonal és a fejhullám normálisa (az erővonal fejhullámbeli talppontjánál) közötti szög (ϑ_{Bn}) a kontroll paraméter. Az ULF foreshock külső határa a fejhullámon hozzávetőlegesen a $\vartheta_{Bn} = 50^\circ$ által kijelölt görbénél kezdődik (Le and Russell, 1994). Az UW-k ezen a határon belül észlelhetők, ezen kívül azonban hirtelen eltűnnek. Az UW-k keletkezéséhez szükséges feltételek (visszaszórt ionok) ugyanis csak itt vannak jelen.

Tanulságos ebből a szempontból megvizsgálni, hol is tartózkodott a CL3 műhold az idézett események során. A 7.3 ábra a CL3 műhold Bx -síkbeli helyzetét (piros kereszt) mutatja az upstream foreshockban 2002.02.12-én a) 09:36-kor, b) 09:38-kor és c) 09:49-kor. A mag-



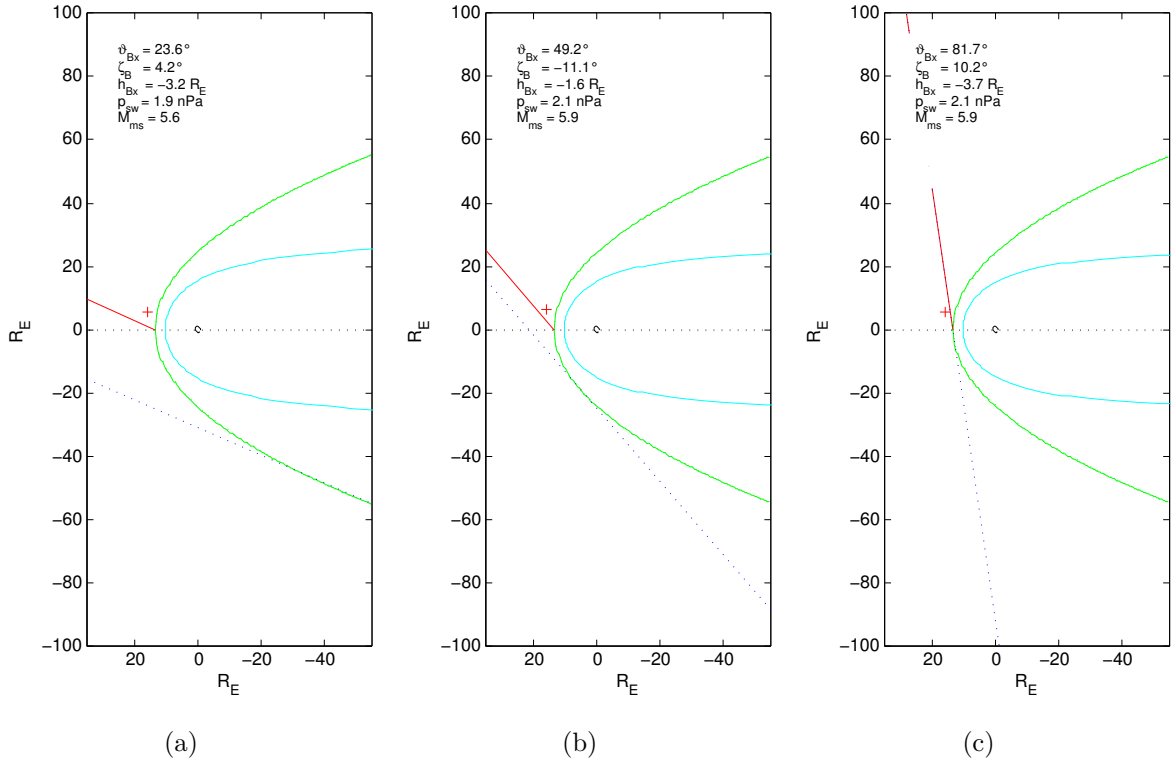
7.2. ábra. Mint 7.1, csak 2003. április 1. 12:00-13:00 UT.

netopauza kontúrját itt a bevezetőben ismertetett Shue et al. (1998) modell alapján vettem fel (2.20) és (2.21), a fejhullámot pedig Farris and Russell (1994) empirikus modellje nyomán (2.31) és (2.32). A modelleket az in-situ mért napszél-adatokkal paramétereztem.

Az 7.3(a) ábrán a kúpszög $23,6^\circ$, a CL3 műhold mélyen a foreshokban van (azaz a fejhullámot érintő erővonaltól mért, a napszélsebesség irányában vett távolsága nagy). CL3 erőteljes upstream hullámokat észlel. Két perccel később, a kúpszög 50° , CL3 kilép az ULF foreshockból (7.3(b) ábra), a hullámtevékenység jelentősen csökken. CL3 ugyan még a foreshokban van, de már az ULF-foreshock-on kívül. Bő 10 perc múlva azonban már a foreshockon (az érintő erővonalon) kívül találjuk (7.3(c) ábra). ULF tevékenység nem tapasztalható. Az MM100 állomásokon észlelt aktivitás-csökkenés ugyanezt a trendet követi.

A másik esemény során 2003. április 1-jén 12:18 körül egy igen gyors kúpszög-csökkenést, majd növekedést mért a CL3 műhold. A 7.4 ábra a CL3 foreshockbeli helyzetét mutatja gyors egymásutánban 12:16-kor, 12:19-kor és 12:20-kor. Ismét azt látjuk, hogy a CL3 esetében az időbeliként észlelt változás valójában ismét egy jelentős és gyors térbeli átrendeződés következménye: a kúpszög változásával az ULF-foreshock határa oda-vissza áthalad a műholdon. Az aktivitás itt is kb. 50° kúpszög környékén változik meg drasztikusan.

Az, hogy az ULF-foreshock a fejhullámot ott metszi, ahol $\vartheta_{Bn} = 50 - 51^\circ$, a korábbi fo-

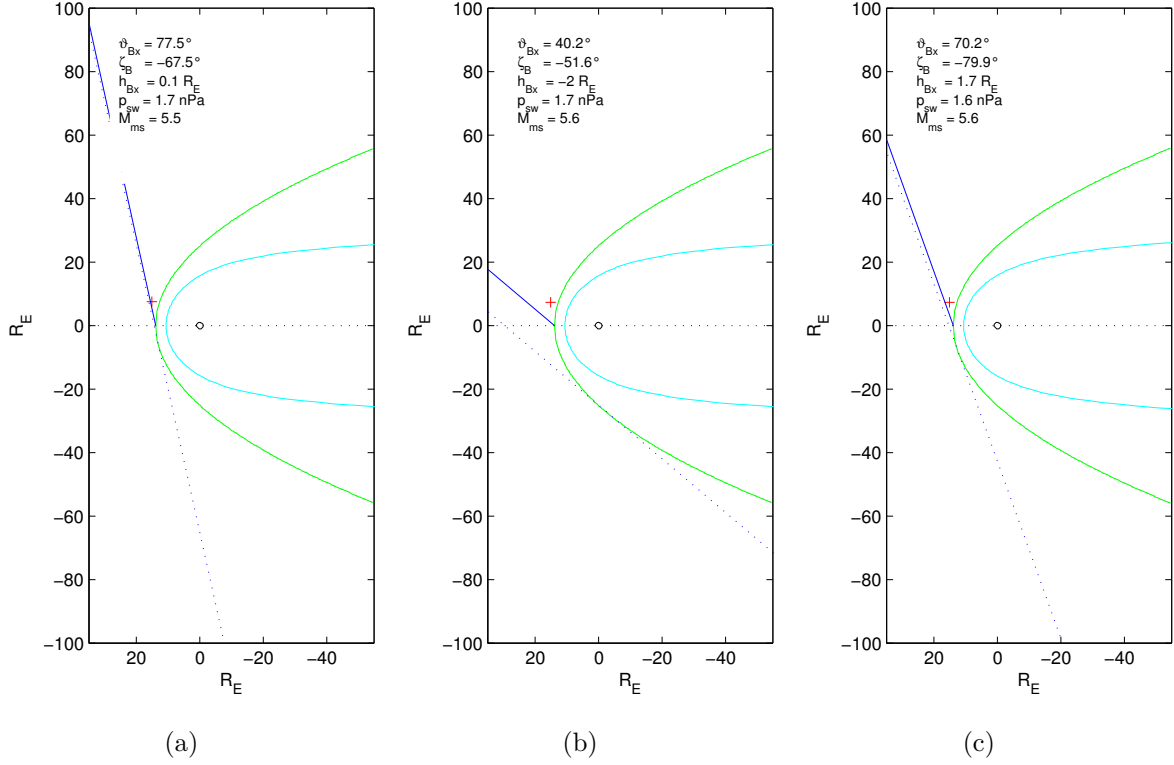


7.3. ábra. A CLUSTER 3 műhold helyzete (piros kereszt) az upstream foreshockban, a B_x -síkbán 2002.02.12-én a) 09:36-kor, b) 09:38-kor és c) 09:49-kor (kék/piros vonal: a bolygóközi mágneses tér állása pozitív/negatív B_x esetén, ciánkék vonal: magnetopauza, zöld vonal: fejhullám, pontozott zöld: a fejhullám síkmetszete a CL3-t tartalmazó, a B_x -síkkal párhuzamos síkkal, pontozott kék vonal: a fejhullámot érintő mágneses erővonal az előbbi síkban. A feltüntetett paraméterek: IMF kúpszög, óraszög, CL3 távolsága a B_x -síktól, a napszél dinamikai nyomása, magnetoszonikus Mach-szám

reshockbeli észlelések vizsgálataiból már tudtuk. Hogy a fenti példákban ϑ_{Bn} szerepében a kúpszög (ϑ_{Bx}) szerepel, csakis azért lehetséges, mert az észlelések a fejhullám orrához igen közel történtek, ahol a fejhullám normálisa közel párhuzamos az x -tengellyel. Csakis ennek köszönhető, hogy az intenzitás változása a műholdon és a felszínen közel szinkronban történik. Tévedés lenne azonban azt a következtetést levonni, hogy a CL3 által észlelt hullámokat észleljük néhány perc múltán a felszínen. A Földre csak a fejhullám orrának közvetlen közelében keletkező hullámok juthatnak el a mágneses hüvelybeli áramlási rendszer már említett (lásd 6.2 fejezet) sajátosságai következtében.

A bolygóközi tér irányváltozásai a konvekció (v_{sw}) sebességével, azaz mintegy fél-egy perc alatt érkeznek el a CLUSTER-től a fejhullám orrához. A kúpszög változása és az MM100 állomásokon tapasztalt Pc3 aktivitás megváltozása közötti időkülönbség ennek az időnek, valamint a hullám mágneses hüvely- és magnetoszférabeli terjedésének az összege. A vizsgált

esetekben összesen néhány perc.

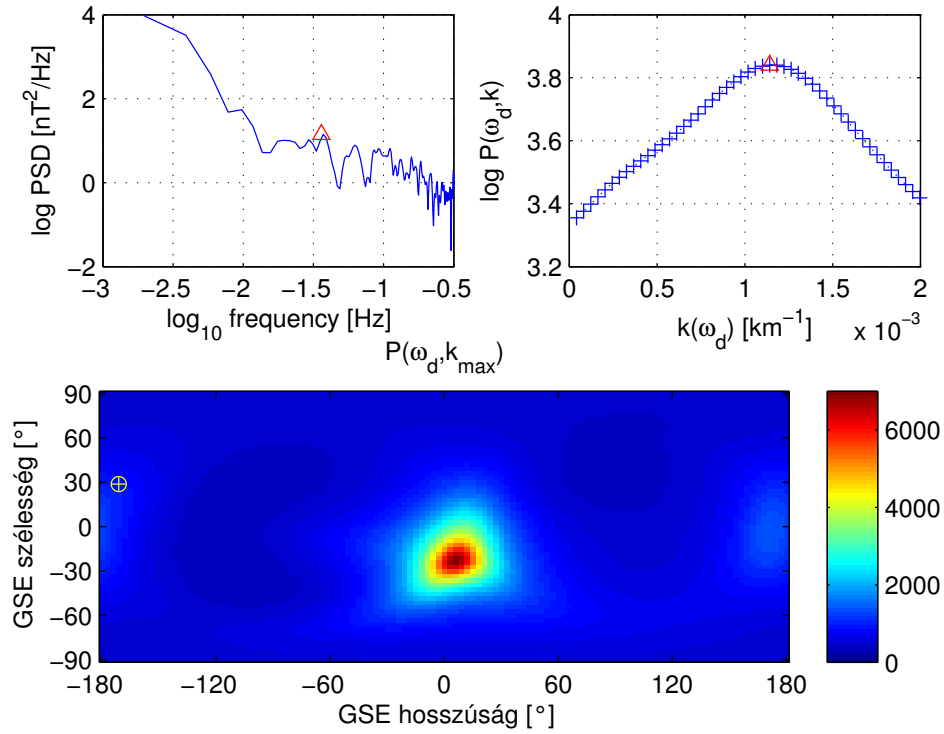


7.4. ábra. Mint az előző ábra, de 2003.04.01-jén 12:16-kor, b) 12:18-kor, c) 12:20-kor.

7.1. Az upstream hullámok vizsgálata hullám-teleszkóp módszerrel

A CLUSTER misszió új lehetőségeket nyitott meg a foreschockbeli ULF hullámok közvetlen vizsgálatában. A CLUSTER négy holdja által észlelt jelek fázisviszonyaiból következtetni lehet a hullámok terjedési irányára, hullámhosszára, s így a hullámvektor meghatározható. Ennek ismeretében viszont számítható a hullám frekvenciája a plazmához rögzített rendszerben, sőt, sok esemény statisztikai vizsgálatával akár a diszperziós reláció is meghatározható, amiből viszont a hullámok módusára lehet következtetni (Narita et al., 2004).

A 7.5 ábra a hullám-teleszkóp eljárás (lásd 5.3.5 fejezet) eredményét összegzi a bemutatott 2002. februári eseményre. Ezen a télen a CLUSTER tetraéderben a műholdak közötti távolság kb. 100 km volt, a legkisebb a misszió során. A bal felső ablakban a 09:00-09:35 UT között észlelt totáltér-idősor Fourier-spektruma látható, piros háromszöggel jelölve a kiválasztott frekvencia. A domináns frekvencia 37 mHz-nek adódott, igen közel várható UW frekvencia 36 mHz-es értékéhez ($B_{imf} = 5,98 \text{ nT}$). A hullámszám szerinti szűrést 36 mHz-re

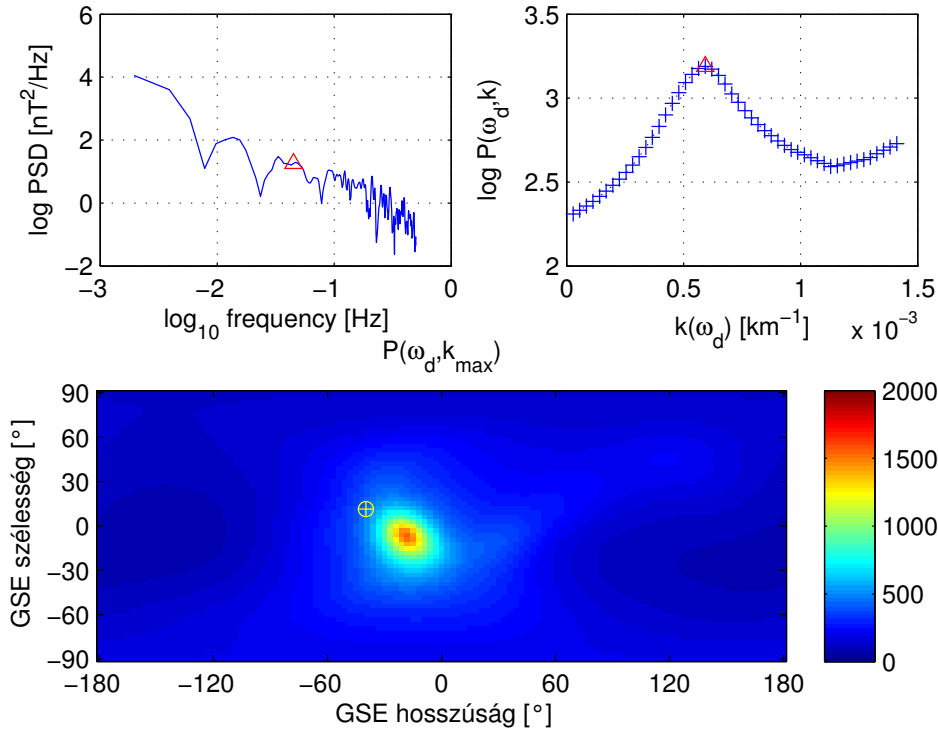


7.5. ábra. A hullámteleszkóp eljárás eredménye, 2002. február 12. 09:00-09:35 UT. A bal felső panelen a CL3 Fourier-spektruma. A jobb felső ablakban a jel-energia hullámszám szerinti eloszlása a kiválasztott frekvencián. Lent a jel-energia eloszlása GSE-szélesség és -hosszúság szerint a kiválasztott frekvencián, a maximális energiájú hullámszám mellett. A sárga kör-kereszt az IMF irányát mutatja.

végeztem el. A 7.5 ábra jobb felső ablakában látható a 36 mHz-es jel-energia hullámszám szerinti eloszlása. Végül az alsó panel a 36 mHz-es energia irány (GSE szélesség és hosszúság) szerinti megoszlását mutatja a maximális energiához tartozó hullámszámmal. A hullámvektor, a napszélesség, valamint a plazmához rögzített, illetve a műhold által mért frekvencia között a $2\pi f_0 = \omega_0 = \omega_{s/c} - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{sw}$ összefüggés teremt kapcsolatot (itt s/c a spacecraft-ra, azaz az 'üresköz'-re utaló hagyományos index). Megjegyzendő, hogy az anomális Doppler-effektus következményeként a műhold-rendszerben és az áramló plazmához rögzített rendszerben a polarizáció ellentétes (jobbra-forgó, illetve balra-forgó), amit a szögsebességek előjelében veszünk figyelembe. Esetünkben a plazmához rögzített rendszerben megfigyelhető, azaz a Doppler-hatástól még mentes, jobbra-forgó hullám szögsebessége (ω_0) pozitív, a már anomális Doppler-hatást szenvedett hullámé pedig negatív.

A hullám-teleszkóp eljárás eredményeként adódó hullámvektor (GSM-rendszerben), $\mathbf{k} = (1,1 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}; 0,1 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}; -0,4 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1})$, az IMF irányával közel ellentétesen ($\vartheta_{kB} =$

$= 171,9^\circ$), a magnetoszférától elfelé, azaz a napszéllel szembe mutat. A hullámszámból azonnal adódik a Föld méreteivel összemérhető hullámhossz ($2\pi/k = 0,86 R_E$). A fázissebesség ($v_{\phi s/c} = \omega_s/c/k$) a műhold-rendszerben $-198,2$ km/s. A Doppler-csúszást korrigálva f_0 45 mHz-nek adódott, innen pedig a plazma rendszerbeli fázissebesség 245 km/s (a műhold-rendszerbeli fázissebességgel ellentett irányú). Ez a sebesség az Alfvén-sebesség ($v_A=61,8$ km/s) nagyságrendjébe esik, annak mintegy négyszerese. A vizsgált hullám tehát egy, az IMF nagysága által meghatározott frekvenciájú, az IMF mentén nagyságrendileg Alfvén sebességgel terjedő Alfvén-hullám, azaz mindenben megfelel az upstream ULF hullámokat leíró elméleti modellnek (Itt jegyzem meg, hogy a módszer szolgáltatotta hullámszám-érték erősen függ a vizsgálatra kiválasztott frekvenciától, s ezzel együtt nagyobb a hiba a plazma-rendszerbeni frekvenciában, fázissebességben, a hullámhosszban, stb. A módszer azonban nagyságrendileg helyes eredményre vezet. A hullámvektor irányában kisebb a bizonytalanság).



7.6. ábra. Mint 7.2, csak 2003. április 1. 12:30-13:05 UT.

A másik esemény (2003. április 1. 12:30-13:05 UT) vizsgálata hasonló eredményre (7.6 ábra) vezetett (a CLUSTER holdak szeparációja ekkor 5000 km volt). A totáltér domináns frekvenciája a spektrum alapján 46 mHz, most sincs messze az IMF alapján várható frekvenciától (40 mHz, $B_{imf} = 6,71$ nT). A hullámszám szerinti szűrést 45 mHz-re végeztem el. A hullámvektor $\mathbf{k} = (0,560 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}; -0,182 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}; -0,062 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1})$ -nak

adódott, míg $\vartheta_{kB} = 27,9^\circ$. Ebből a hullámhossz $1,66 R_E$. A plazmarendszerben kapott frekvencia $+1,2$ mHz (azaz ismét ellentett polarizációval). A fázissebesség a műhold-rendszerben $v_{\varphi s/c} = -477,3$ km/s, a plazma-rendszerben $v_{\varphi 0} = 13,2$ km/s volt. A napszél-adatokból számított Alfvén sebesség $90,6$ km/s, a napszél sebessége 519 km/s volt. Bár itt a plazma-rendszerbeli fázissebességnek az Alfvén sebességtől eltérése jelentősebbnek adódott, ismét egy, az IMF mentén terjedő Alfvén hullám valószínűsíthető.

A hullámteleszkóp-módszerrel a két vizsgált eseményre kapott eredmények összhangban vannak az UW-k keletkezéséről (ion-ciklotron eredet) és a napszél okozta Doppler-csúszásról szóló elméletekkel. Narita et al. (2004) nagyobb mintán végzett hullámteleszkóp-analízisen alapuló statisztikai vizsgálata is ezt a képet erősítették meg. A foreshockban észlelt, itt bemutatott ULF hullámokat minden valószínűség szerint a fejhullámról visszavert protonnyalábok gerjesztik.

Fentiek is alátámasztják, hogy ezek a foreshockbeli hullámok szoros kapcsolatban állnak a felszínen észlelt nappali Pc3-as pulzációkkal, mégha egy-az-egyben megfeleltetésük nem is lehetséges. Nyilvánvaló azonos eredetük, amint azt pl. energiájuknak az IMF irányítói hasonló függése, vagy frekvenciájuknak az IMF nagyságától függése is mutatja.

7.2. A felszíni Pc3-as pulzációk forrásterülete

Abból, hogy a foreshockban θ_{Bn} , míg a magnetoszférában θ_{Bx} szabja meg a hullámok jelenlétét vagy éppen hiányát, arra következtethetünk, hogy a magnetoszférába bejutó hullámok ott keletkeznek, ahol $\theta_{Bn} = \theta_{Bx}$, vagyis a fejhullám orránál. Azaz eredményeink azt a képet erősítik meg, hogy az UW-k magnetoszférába, felszínre jutásának feltétele, hogy a fejhullám orra (a szubszoláris pont) az ULF-foreshockon belül legyen (Greenstadt, 1991). Innen a hullámok az áramlási vonalak mentén egyenesen a magnetopauza orrához és általában a magnetopauzához jutnak (Russell et al., 1983). A nem a fejhullám orránál belépő hullámok a mágneses hüvelyben jellemző áramlási térben aligha férkőzhetnek a magnetopauza közelébe. Konvekcióval biztosan nem, de hullámterjedéssel is aligha a mágneses hüvely külsőbb rétegeiben még erőteljes konvekció ellenében.

Már Greenstadt and Olson (1976) és Russell et al. (1983) is felhívta a figyelmet arra a lehetőségre, hogy $\theta_{Bx} < 45^\circ$ esetén az upstream térséget hullámok töltik ki, s hogy ezek a magnetopauza orránál bejuthatnak a magnetoszférába. Míg azonban Greenstadt (1991) az orránál belépést valószínűsítette (bár nem következetesen), Russell nem csupán közvetlenül a fejhullám orránál belépéssel számolt. Úgy vélte, hogy míg az alacsonyabb szélességen észlelt hullámtevékenység a magnetopauza orránál lép be, a magasabb szélességek a szomszédos áramvonalak mentén esetleg a kvázi-párhuzamos tartomány más területei felől is elérhetők. Russell végső soron ebben a keveredés-modellben látta a magyarázatát annak a megfigyelés-

nek, hogy a kúpszög-függés a magasabb szélességeken csökken – ahogy azt mi is igazoltuk – (lásd 6.6 ábra és 6.1 fejezet), hiszen ott keverten jelennek meg a különféle útvonalon, a kvázi-párhuzamos tartomány különböző felületelemeiről beérkező upstream eredetű hullámok. Márpedig a fejhullám különböző részein θ_{Bn} értéke más és más.

Russell még azt is felvetette, anélkül hogy igazolta volna, hogy a felszínen megfigyelhető jellegzetes napi aktivitás-változás is magyarázható ezzel a modellel. Ugyanis átlagos bolygóközi térállás (Parker-spirál) esetén az UW-któl átjárt foreshock a magnetoszféra délelőtti oldalára esik, s így a délelőtti oldalon több energia juthat be a magnetoszférába. Ezt az elképzelést érdekes módon, saját magának is némiképp ellentmondva Greenstadt (1991) is átvette. A magyarázat helyességétől függetlenül a tapasztalat valóban azt mutatja, hogy a napi aktivitás-maximum délelőttre esik (Russell et al., 1983; Greenstadt, 1991; Takahashi and Anderson, 1992; Chi et al., 1998; Kim and Takahashi, 1999; Chugunova et al., 2007).

Ennek a gyakran hivatkozott elképzelésnek (pl. Chi et al., 1998; Villante et al., 1999; Kim and Takahashi, 1999; Chugunova et al., 2007) azonban több vitatható, illetve nem kellően alátámasztott eleme van. Először is: soha senki nem igazolta. Másfelől az UW-k magasabb szélességekre eljutásának más magyarázatát is adhatjuk: a plazma törési mutatója a magnetoszférában befelé haladva egészen a plazmapauzáig csökken, s így az orr tájáról induló hullámok részben elhajolhatnak a magasabb szélességek felé. Útjuk során a kompressziós hullámok Alfvén-módusú hullámokkal csatolódnak, s így módon az UW eredetű aktivitás az erővonalak mentén vezetett Alfvén-hullámként is leérkezhet. Az sem elképzelhetetlen, hogy az upstream eredetű tevékenység magasabb szélességeken, pl. a sarki tölciséreken keresztül is eljut az ionoszféráig. A nem a fejhullám orra felől érkező hullámok viszont nem a kúpszögtől, hanem a helyi θ_{Bn} -tól függenek. A kúpszög és a pulzációk amplitúdója közötti, a pólusok felé csökkenő korréláció így is magyarázható lenne.

Russell et al. (1983) éppen az itt idézett cikkében mutatta meg, hogy konvekcióval csak a fejhullám orrának közvetlen környezetéből juthatnak el hullámok a magnetopauzához. Persze a konvekció mellett a hullámterjedésre is gondolni kell, amint erre ő maga is felhívta a figyelmet. A kúpszöggel fennálló kapcsolat szélességfüggésére, illetve a pulzációk napi eloszlására adott Russell-féle magyarázat egyik feltétele, hogy a mágneses hüvelyben a konvekció felett a hullámterjedés domináljon.

Már idézett cikkében Narita and Glassmeier (2006) a mágneses hüvelyben észlelt ULF-hullámokat a hullám-teleszkóp módszerrel vizsgálva azt találták, hogy a mágneses hüvelyben a hullámterjedés iránya a helyi sűrűséggradienssel ellentétes, azaz mindig a ritkább tartományok felé mutat. A hullámvektorok csak nagyjából az észak-déli 45°-os mágneses szélességen túl, illetve helyi időben (MLT) kb. 9 h előtt és 15 h után fordulnak a magnetopauza felé. Az orrhoz közelebb eső tartományokban a hullámvektorok még inkább az orrtól elfele, azaz a magasabb szélességek, illetve a hajnali és alkonyati oldal felé mutatnak. Sajnos a

CLUSTER pályaalakjából következően az orr környezetéből nincsenek észlelések. Ha azonban a hullámtörés ott is hasonló szerepet játszik, mint az orrtól távolabb, az a konvekciós hatáshoz hasonlóan szintén az Nap-Föld-tengely menti terjedéstől eltéríteni igyekszik a nem közvetlenül az orrnál besodort hullámokat.

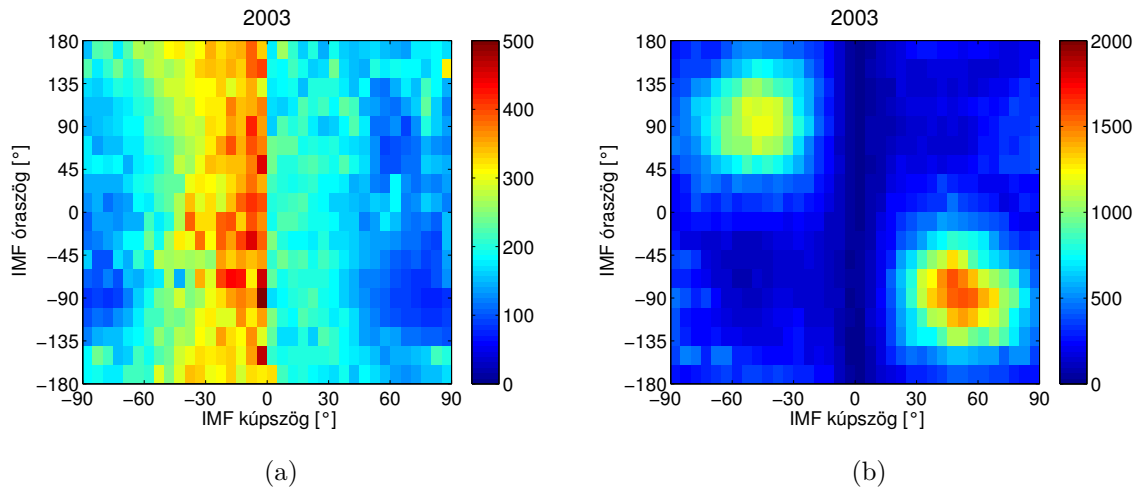
Narita and Glassmeier (2006) vizsgálatának egy másik igen fontos tanulsága (amit maguk a szerzők nem hangsúlyoztak), hogy a mágneses hüvelyben észlelt ULF-hullámok nemcsak az ULF foreshock felőli, hanem az azzal ellentétes oldalon is jelen vannak! Márpedig azon az oldalon nyilván nem léphettek be, hiszen itt a kvázi-merőleges oldalon a fejhullám előtt nincsenek ULF hullámok. A belépés helye esetükben csakis a fejhullám orra lehetett. A hullámvektorok irányának eloszlása a Nap-Föld-tengely körül forgásszimmetriát mutat, a Bx -síknak (azaz a Nap-Föld tengely és az IMF által kifeszített síknak) nincs kitüntetett szerepe. Ezek a megfigyelések is inkább az orrnál belépés mellett szolgáltatnak érveket.

A Russell-féle keveredés-modell érvényességéhez továbbá arra is szükség lenne, hogy az UW-k aktivitása már a foreshockban, azaz már kialakulásukkor függjön az IMF irányától. Ezzel kapcsolatban azonban maga Russell is óvatosan fogalmaz, s megjegyzi (θ_{Bn} -függésről beszél), hogy ezt a függést igen bonyolult lenne mennyiségileg jellemezni (Russell et al., 1983). Ám még ha van is ilyen függés, az a Russell-féle keveredés modellben csak akkor vezethetne a kúpszög-függés elmosásához, ha a felszínre beérkező UW eredetű hullámok legalább részben a fejhullám olyan tartományaiból érkeznének, ahol θ_{Bn} és θ_{Bx} jelentősen eltér egymástól. Márpedig ahhoz, hogy θ_{Bn} és θ_{Bx} közötti különbség akár csak 10° - 15° -ra nőjön, legalább 4-6 R_E -vel kell a fejhullám mentén az orrtól eltávolodni. Ezekről a távoli térrészekről konvekcióval biztosan nem juthat el semmilyen hatás a magnetopauza közelébe, de hullámterjedéssel is aligha a mágneses hüvely külső részén még mindig szuper-Alfvénikus áramlás ellenében. Az orrtól a fejhullám mentén távolodva ugyanis a fejhullámon belül áramló, immár szub-magnetoszonikus, eltérített napszélplazma az orrtól elfelé áramlik, az áramlás sebessége pedig még az orrtól viszonylag távolabb is meghaladja a helyi Alfvén sebességet (az Alfvén sebesség a mágneses hüvelyben hasonló nagyságú, mint a napszélben, a mágneses tér erősségének növekedését a plazmasűrűség egyidejű növekedése ellensúlyozza). Ezekről a helyekről tehát a szuper-Alfvénikus mágneses hüvelybeli konvekció ellenében nem juthatnak hullámok a magnetopauza orrához.

Annak ellenére, hogy Russellnek a délelőtt-délután aszimmetriát magyarázni hivatott fel-tételezésére mint tényre a mai napig gyakran hivatkoznak, ezt eddig, tudtommal, senki sem igazolta empirikus adatokon. Pedig a kérdés könnyen eldönthető. Ha a Russell és Greenstadt által az átlagos foreshock-geometriából levezetett és általánosított kép helyes, akkor azoknak az eseteknek az átlagában, amikor IMF a délutáni oldal felé áll, a napi aktivitás-maximumnak az átlagostól eltérően nem délelőttre, hanem délutánra kellene esnie. Azt eldöntendő, hogy ez így van-e vagy sem, megvizsgáltam a THY, NUR és KIL Pc3 indexek átlagos napi me-

netét különböző IMF-állások esetén. Először a pulzációs aktivitásnak az IMF iránya szerinti eloszlását vettem fel. Ezt ábrázolja a 7.7 ábra a NUR állomáson 2003-ban végzett észlelések alapján. Amint az a 7.7(b) ábrából is látszik, az IMF állásának van egy, a Parker-spirálnak megfelelő, kitüntetett állása: amikor az IMF közel az ekliptika síkjában fekszik és az x -tengellyel mintegy 45° -os szöget zár be (a szög tényleges értéke a vizsgált időszak átlagos napszélsebességétől függ). Ez az állás az eloszlás-ábrán kétszer jelenik meg, egyrészt ott, ahol $\theta_{Bx}=45^\circ$ és $\zeta = -90^\circ$, másrészt ott, ahol $\theta_{Bx}=-45^\circ$ és $\zeta = 90^\circ$. A két irány ugyanannak a térállásnak, de ellentett irányítottságnak felel meg. A kúpszög előjele a továbbiakban ezt az irányítottságot fejezi ki, azaz pozitív, ha az IMF kifelé, és negatív, ha befelé, azaz a magnetoszféra felé mutat. A kúpszög előjele így B_x előjelével azonos. Az IMF iránya szerinti eloszlás vizsgálatakor az előjeles kúpszög használata megkerülhetetlen, különben igen különböző térállásokat átlagolnánk össze. Erről a vizsgálatok zömében megfigyeltek (pl Luhmann et al., 1986; Chi et al., 1998), s így nem juthattak releváns eredményre.

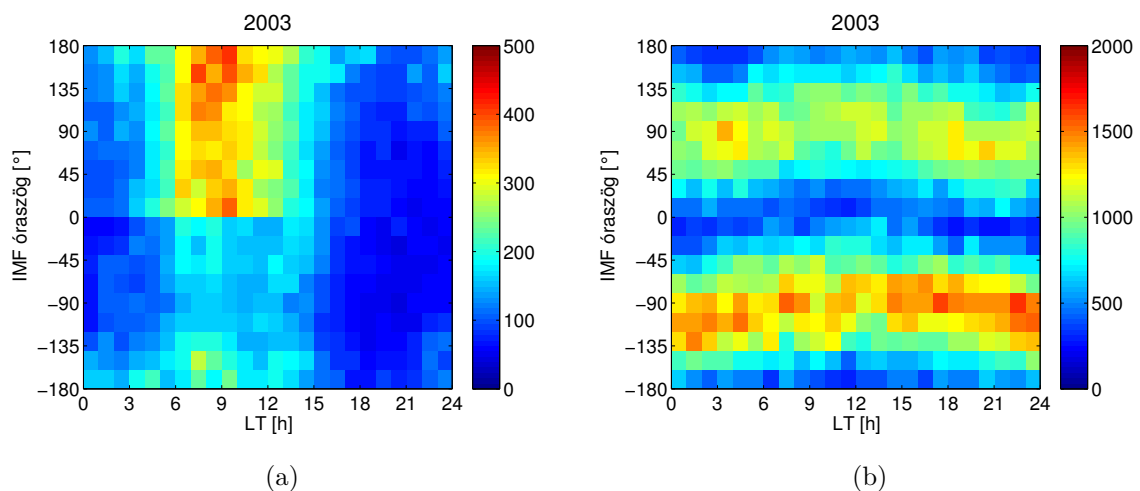
Az itt ábrázolt eloszlás bal felső negyede ($\zeta > 0^\circ$, $\theta_{Bx} < 0^\circ$) azoknak az eseteknek felel meg, amikor az IMF a magnetoszféra délelőtti oldalán állva a magnetoszféra felé mutat. A jobb alsó negyedben ($\zeta < 0^\circ$, $\theta_{Bx} > 0^\circ$) ábrázolt irányok ugyancsak a délelőtti oldalon álló IMF-nek felelnek meg, de most IMF a magnetoszférától elfele mutat. Hasonlóan az ábra másik két negyede a délutáni oldalon álló IMF-térállásokat mutatja a kúpszög előjelének megfelelő irányítottsággal. Az eloszlásból kitűnik, hogy a délutáni oldali térállások igen ritkák.



7.7. ábra. (a) A NUR-ben 2003-ban észlelt nappali (06-18 LT) Pc3-as pulzációk aktivitásának az IMF iránya szerinti eloszlása (b) az IMF irányok egyidejű eloszlása

A 7.7(a) ábra a NUR-i észlelésekből számolt Pc3-as indexnek a bolygóközi mágneses tér iránya szerinti eloszlását mutatja. Az eloszlásból jól látszik, hogy a Pc3-as pulzációk energiája elsősorban a kúpszögtől függ, az óraszögtől alig. Minthogy a negatív óraszögek a mágnesesen háborgatott időszakokra jellemzők, az eloszlás egyszersmind azt is mutatja,

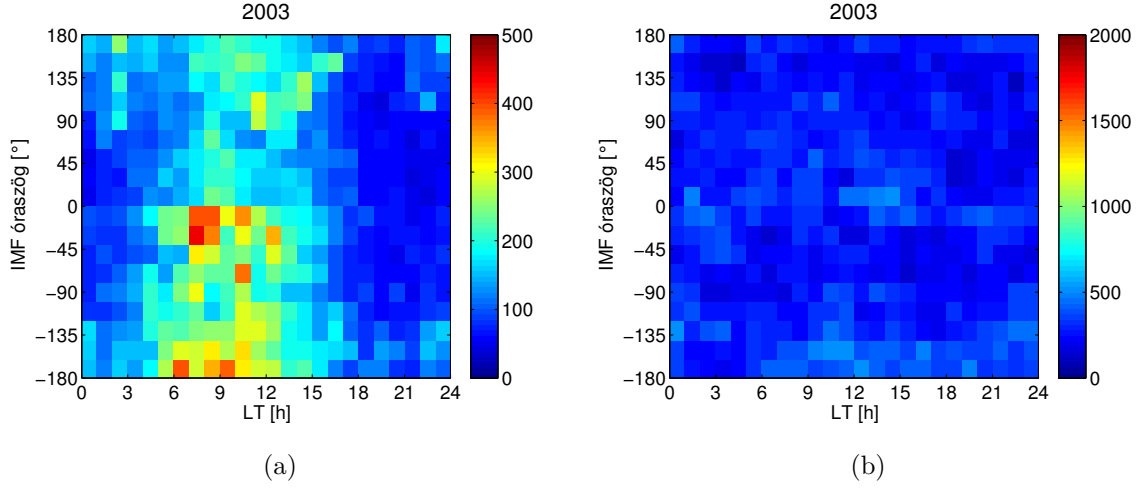
hogy a Pc3-as aktivitás kevésbé függ a geomágneses aktivitástól; viharok idején a pulzációk nem erőteljesebbek. Éles aszimmetria látszik viszont az eloszlás két oldala között aszerint, hogy a kúpszög előjele negatív vagy pozitív. Ez azonban már nem a pulzációk sajátosságából következik, hanem az adott év napszél-sebesség-eloszlását jellemzi. 2003-ban az észlelések idején a napszél negatív szektoraiban ($B_x < 0$) az átlagos napszélsebesség 580 km/s volt, míg a pozitív szektorok átlagában 500 km/s (2005-ben pl. ezzel ellentétes tendencia figyelhető meg). Ez az aszimmetria oka.



7.8. ábra. (a) A NUR-ben 2003-ban észlelt Pc3-as pulzációk aktivitásának az IMF óraszög és LT szerinti eloszlása délelőtti IMF térállások esetén (b) az esetszámok megfelelő eloszlása

Ha Russell és Greenstadt feltételezése igaz, akkor tehát délelőtti IMF térállás idején a napi aktivitás maximuma délelőttre, délutáni térállás idején pedig délutánra kellene, hogy essen. A két szélsőséget akkor kellene tapasztalnunk, amikor IMF nagyjából az ekliptika síkjában fekszik ($|\zeta| = 90^\circ$). A 7.8(a) ábra a NUR Pc3 indexek helyi idő szerinti eloszlását mutatja különböző óraszögek mellett, délelőtti IMF térállás (azaz amikor az óraszög és a kúpszög előjele ellentétes) esetén (Az ábra felső és alsó fele közötti aszimmetria ismét a napszélsebesség szektorfüggésének következménye). Az ábrából az látszik, hogy délelőtti térállás esetén az aktivitás maximuma valóban délelőttre esik, attól függetlenül, hogy az IMF az ekliptika síkjával mekkora szöget zár be. Azaz a Pc3-as aktivitás maximum akkor is délelőttre esik, amikor a magnetoszféra nem a délelőtti, hanem a pólusok felőli oldalát mutatja az ULF foreshock felé. Ez a tapasztalat már ellentétben áll Russell és Greenstadt elképzelésével. A 7.8(b) mellékábrán a térállások eloszlása látszik ugyanezekre az eseményekre. Ebből ismét látszik, hogy az IMF preferált síkja az ekliptika síkja. A maximumot jelölő sávok görbülete itt abból következik, hogy az ábrázolt IMF térirányokat nem a GSE, hanem a GSM rendszerben definiáljuk.

Összevetésképpen a 7.9(a) ábra és a mellette feltüntetett irány-eloszlás (7.9(b) ábra) a



7.9. ábra. Mint 7.8, de délutáni IMF térállásokra

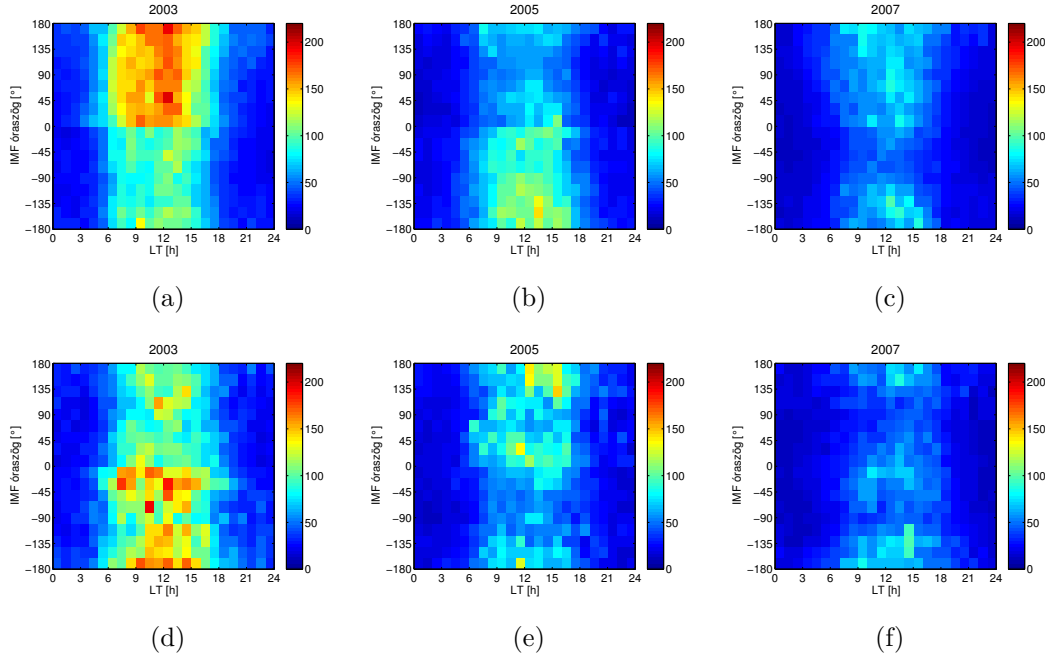
délutáni IMF-térállások esetére mutatja a NUR Pc3 indexek óraszög és helyi idő szerinti eloszlását. Russell és Greenstadt elképzelésével ellentétben a felszíni Pc3-as aktivitás maximum ilyenkor is délelőttre esik! A keresett ellentett aszimmetria nem található meg! Így a Pc3-as aktivitás helyi idő szerinti függése (délelőtti maximum) az ULF foreshock magnetoszférához viszonyított helyzetével nem magyarázható! Ez a tapasztalat tehát megint azt a képet erősíti, hogy a közepes földrajzi szélességen észlelt UW eredetű hullámok valóban csakis a fejhullám orrának közelében lépnek be.

Hasonló számításokat elvégeztem a tihanyi Pc3 indexeken 2002-2007 között minden évre, de IMF-térállás-függő aszimmetriát sehol sem találtam. Az eredményeket a 7.10 ábra összegzi. A napi aktivitás maximuma mind délelőtti mind délutáni térállás idején dél körül van. Ilyen aszimmetria a D-komponensből hasonló módon számolt Pc3 indexekben sem figyelhető meg, ebben a komponensben a napi menet maximuma a reggeli órákra esik az IMF irányától függetlenül.

Korábban utaltunk már a Föld keringése miatt fellépő aberrációra. Ennek mértéke átlagos napszélesség esetén 4° körül van, gyors napszél esetében pedig még ennél is kisebb. Maximális értéke sem éri el a 10° -ot. Az aberráció következtében a Nap-Föld-tengelyhez képest a teljes magnetoszféra ferdén áll, ami egyúttal azt is jelenti hogy a fejhullám orra nem pontosan a szubszoláris pontban van, hanem azt helyi időben 18 perccel megelőzi (400 km/s napszélesség esetén). Ez csak részben magyarázza a valamivel dél előttre eső maximumot, s 15-20 percnél nagyobb eltérést az aberrációval sem magyarázhatunk.

7.2.1. Összegzés

Az ebben a fejezetben ismertetett eredmények ellentmondanak annak az elképzelésnek, miszerint a nappali pulzációk forrástatrománya a fejhullám teljes kvázi-párhuzamos tartománya. A



7.10. ábra. A THY-ban (a) 2003-ban (b) 2005-ben (c) 2007-ben észlelt Pc3-as pulzációk aktivitásának az IMF óraszög és LT szerinti eloszlása délelőtti IMF térállások esetén. (d), (e), (f), mint (a), (b), (c), de délutáni IMF térállásokra

délelőtt-délutáni aszimmetriának a bolygóközi tér állásától függetlensége nem egyeztethető össze (Russell et al., 1983) modelljével.

Ezzel szemben minden megfigyelés azt támasztja alá, hogy az alacsony és közepes szélességeken észlelhető Pc3-as pulzációk forrásterülete a fejhullám orrának közvetlen környezetére korlátozódik. Erre utal már az is, hogy a míg foreshock-ban általában az ULF-foreshock helyzetét, s ezen keresztül azt, hogy hol észlelhetők és hol nem upstream ULF-hullámok a bolygóközi mágneses tér és a fejhullám helyi normálisának kölcsönös helyzete (szöge) határozza meg, addig a magnetoszférában és a felszínen ezt a szerepet a kúpszög tölti be.

Nem mond ellent az orrnál belépésnek az a megfigyelés sem, miszerint a Pc3-as aktivitás és a kúpszög kapcsolata a mágneses szélességgel gyengül, bár Russell ebben éppen saját elképzelését alátámasztó érvet látott.

A további fejezetekben még újabb érveket sorakoztatunk fel a szubszoláris pontnál történő belépés elmélete mellett.

8. fejezet

Upstream eredetű pulzációk a felső ionoszférában

Az alábbi fejezetben előbb egy Hermann Lührrel és Martin Rotherrel (GeoForschungsZentrum, Potsdam) közösen írt, az *Annales Geophysicae*-ben megjelent cikkünk (Heilig et al., 2007b) eredményeit ismertetem. M. Rother ebben elsősorban a nyers CHAMP adatok előkészítését végezte (Level 2 szintű mágneses adatok előállítása), H. Lühr (CHAMP FGM magnetométer, Principal Investigator) pedig az eredmények értelmezésében volt segítségemre. Az adatfeldolgozást teljesen, az értelmezést túlnyomó részben magam végeztem.

Eddig mindössze néhány tanulmány foglalkozott a belső magnetoszférabeli, felső ionoszférabeli kompressziós hullámtevékenység vizsgálatával, dacára annak, hogy számos műhold végzett mágneses méréseket 1000 km alatt. Az erős (akár több tíz mikrotésla nagyságú) mágneses térben ugyanis az alkalmazott AD konverterek bitmélysége csak igen gyenge felbontást tett lehetővé (az AMPTE CCE esetében pl. perigeumban, 1100 km magasságban 8 nT volt a felbontás, az UARS magnetométer esetében pedig ~ 580 km magasságban is csupán 2 nT (Takahashi et al., 1999)). A közelmúltig tehát nem adatott lehetőség a sokszor csak néhány tized nT amplitúdójú események megfigyelése.

Kim et al. (1998) voltak az elsők, akik a geoszinkron pályasugaron ($L_{min}=6.6$) belül kompressziós módusú, Pc3-as eseményt figyeltek meg. A délelőtti oldalon ($L = 3.5-5.3$) erős koherenciát találtak az AMPTE CCE kompressziós komponense és egy alacsony szélességen (Kakioka, $L = 1.25$) fekvő földi állomás H -komponensében észlelt Pc3-as esemény között. Az eseményt globális üregrezonanciaként próbálták értelmezni. Egy másik tanulmányban a belső magnetoszféra ($L = 2-3$) nappali oldalán megfigyelt Pc3-4-es pulzációk statisztikai analízisét végezték el (Kim and Takahashi, 1999). A komponensek közötti, valamint a műholdas-földi amplitúdó- és fázisviszonyok egyaránt állóhullámra (üregrezonancia), de legalábbis nem terjedő (evanescent) kompressziós módusra utaltak. A rendelkezésre álló adatok alapján nem tudták eldönteni, hogy a két lehetőség közül melyik lehet a valós.

Mindeddig kevés figyelmet fordítottak az UW eredetű hullámok lehetséges szerepére a belső magnetoszférabeli Pc3-4es tevékenység vonatkozásában. Kim and Takahashi (1999) az általuk vizsgált két éves adatsorban mindössze egyetlen eseményt talált, amelynek esetleges upstream eredete valószínűsíthető. Bolygóközi téradatok hiányában az események túlnyomó többségének upstream kapcsolatát azonban nem is tudták vizsgálni.

8.1. Az upstream eredetű hullámok azonosítása földi és műholdas észlelésekből energiaspektrumuk alapján

Az UW eredetű események azonosítására korábban sem műholdas sem földi hullám-mérésekből nem létezett automatizálható algoritmus. A CHAMP műhold által észlelt upstream eredetű pulzációk azonosítására általam kidolgozott eljárás az alábbi lépésekből áll:

1. A mag és kéreg eredetű mágneses tér levonása a CHAMP erővonal menti rendszerbe transzformált mágneses adataiból. A mag és a kéreg terét a CHAMP méréseiből származtatott POMME-modellből számoltam (lásd 5.2.1 fejezet).
2. Differencia-idősor képzése a spektrum meredekségének csökkentésére és digitális sáv-szűrés (általában 16-100 mHz, Butterworth-szűrő).
3. Spektrális energiasűrűség-bebecslés a kompressziós komponens (ill. a teljes térerő) folytonos wavelet-transzformálásával. A folytonos wavelet-transzformáció erősen redundáns, minden skálán minden másodperchez rendel együtthatót (A normálást úgy végeztem el, hogy az együtthatók minden frekvencián a valós amplitúdókat/energiákat adják vissza.).
4. Spektrális csúcs és a 20-70 mHz-es sávba eső átlagos energiasűrűség meghatározása minden percre.
5. A spektrum csúcsának megfelelő *domináns frekvencia*, f_d meghatározása.

Az eljárás során figyelembe veszem, hogy az ionosféra felett az upstream eredetű kompressziós tevékenység a kompressziós és a poloidális komponensben jelenik meg, míg az esetlegesen jelenlévő erővonal-rezonanciák az azimuthális komponensben, azaz a két módus a komponensekben elkülönül. Ezzel szemben a felszínen a csak a nyírási-Alfvén módusú hullámokra ható ionoszférabeli elforgatás miatt mindkét módus a H -komponensben észlelhető (lásd 3.4. fejezet), s ezért szétválasztásuk külön gondot jelent.

Az upstream eredetű tevékenység felszíni észleléseken alapuló azonosítására ugyancsak általam javasolt eljárás (Heilig et al., 2007b,a) a műholdas feldolgozáshoz igen hasonló algoritmust követ. Az egyetlen érdemi eltérés az, hogy itt nem a teljes térerő, hanem a H -komponens a kiinduló adatsor, továbbá, hogy az upstream eredetű tevékenység azonosításához több, azonos meridián mentén fekvő földi állomásra van szükség. Az egyes földi állomások energiasűrűség-spektrumában általában a helyi FLR-ek dominálnak, sokszor elfedve a forrás-

ként feltételezett upstream eredetű tevékenységet. Azonban míg az FLR-frekvenciája erősen szélességfüggő, addig az UW eredetű tevékenységnek nagy, akár több ezer kilométeres távolságokban is igen hasonlóan, azonos frekvencián (Verő et al., 1995, 1998; Sutcliffe et al., 2013) és nagy koherenciával kellene megjelennie (pl. Tanaka et al., 1998). A lokális energiasűrűség-spektrumok célszerű átlagolásával olyan energiasűrűség-spektrumhoz juthatunk, amely a helyi sajátosságokat elnyomja, miközben a közös vonásokat kiemeli. A kereszt-energispektrum számítást m darab állomásra általánosítva a következő átlagolást vezettem be:

$$P_{x^m}(t, s) = \sqrt[m]{\prod_{i=1}^m |\hat{X}_i(t, s)|^2}, \quad (8.1)$$

ahol P_{x^m} az időtől (t) és a skálától (s) függő átlagspektrum, $\hat{X}_i(t, s)$ pedig az i -edik jel wavelet transzformáltja (lásd 5.3.2 fejezet).

Az UW tevékenységet az MM100 meridionális lánc kiválasztott, különböző szélességeken fekvő állomásai adatainak felhasználásával becsültem meg. Az UW tevékenység becslése földi adatsorokból alapvetően ugyanazokból a lépésekből áll, mint a műholdakra alkalmazható eljárás, csupán az 1. és a 3. lépésben van eltérés:

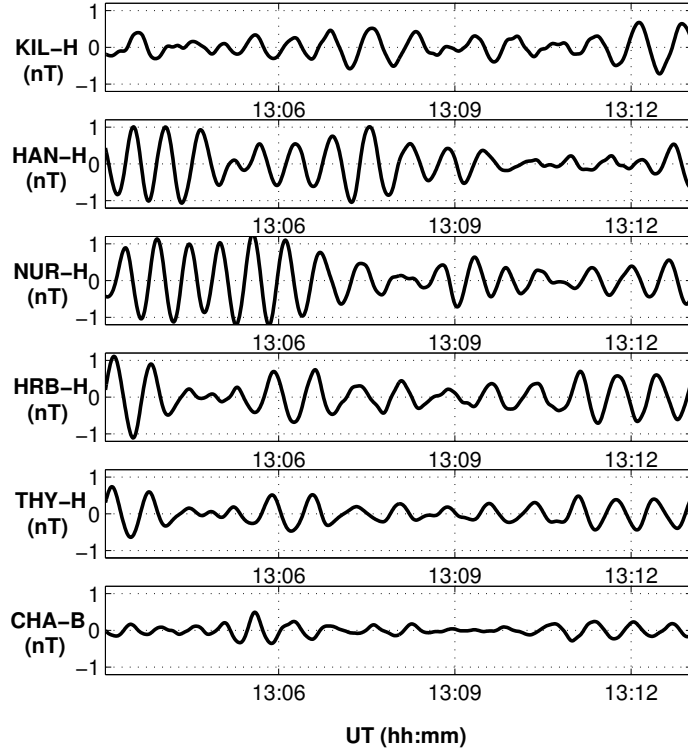
1) Az észlelések HDZ-rendszerbe konvertálása.

3) P_{x^m} becslése a kiválasztott állomások H -komponenséből, folytonos wavelet-transzformáció alkalmazásával.

8.2. Egy esettanulmány: 2001. szeptember 2.

A 8.1 ábra a CHAMP regisztrálta jelet (teljes térerő fluktuációja a Föld belső terének és a földkéreg terének eltávolítása után, lásd a CHAMP adatokról szóló fejezetet) és egyidejű földi méréseket (H -komponens) mutat be egy, az MM100 feletti CHAMP-áthaladás során. A bemutatott, 2001. szeptember 2-i (13:03-13:13 UT) áthaladáskor a CHAMP-műhold hozzávetőleg a nyugati 7° -os meridiánt követve északról dél ($70^\circ - 30^\circ$ északi szélesség) felé haladt. Az első öt panel öt MM100 állomás ($L = 6.09 - 1.84$) H -adatsorának megfelelő 10 perces szeletét mutatja. Az alsó panelen a CHAMP mérései láthatók. A CHAMP és a földi jelek közötti hasonlatosság az alacsonyabb szélességű (HRB és THY) állomások esetén a legszembetűnőbb. Ezt a megfigyelést az események többségére érvényesnek találtam. Az is jellemző, hogy a földi és a legalacsonyabb szélességeken észlelt jelek ellenfázisban vannak. A műholdas-földi fázisviszonyok megfelelő értelmezéséhez az összes szóba jöhető, a vizsgált komponensekben megjelenő hullámmódust, valamint az ionosféra szerepét is tekintetbe kellene venni, de ez most meghaladná a fejezet kereteit és eredeti célját.

A vizsgált időszakban a földi állomásokon és a CHAMP által észlelt ULF tevékenység hasonló módon változott. Az auto-korrelációval megbecsült helyi domináns frekvenciák is

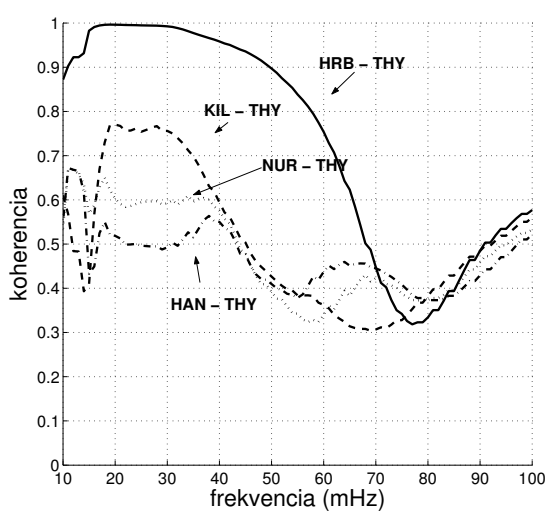


8.1. ábra. A H -komponens MM100 állomásokon (Kilpisjärvi, Hankasalmi, Nurmijärvi, Ógyalla, Tihany), valamint a CHAMP kompressziós komponense (alsó panel) a 2001. szeptember 2-i 13:03–13:13 UT közötti áthaladáskor

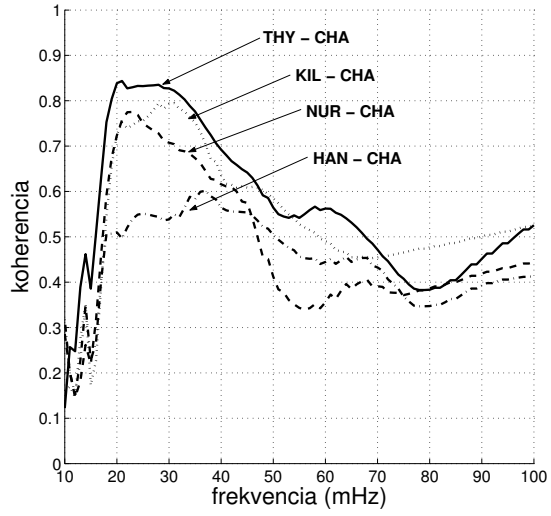
hasonlónak adódtak (KIL: 24 mHz, HAN: 29 mHz, NUR: 30 mHz, HRB: 26 mHz, THY: 25 mHz, CHAMP: 28 mHz, a jelölésekre lásd 5.1 táblázat). A felszínen, a kereszt-korreláció analízis pedig azt mutatta, hogy a jel fázisa a pólus felé késik, azaz a jel, legalábbis látszólagosan, a pólus felé terjed.

A következő ábrákon az MM100 állomások és THY mint referenciaállomás (8.2(a) ábra), továbbá a CHAMP és a földi állomások (8.2(b) ábra) között a 5.9 alapján számított wavelet-koherenciagörbéket mutatom be. Mind a földi-földi, mind a műholdas-földi koherencia csökken a magasabb szélességek felé haladva, nem számítva KIL-t, ahol a koherencia ismét magasabb értéket vesz fel. Az $R_{xy} > 0.6$ koherencia együtthatók alapján becsült meridionális skálahosszúság legalább 3000 km (azaz a NUR-THY távolság kétszerese) volt a vizsgált esemény alatt. A felszíni pulzációk és a felső-ionoszférában észlelt kompressziós hullámaktivitás között szoros kapcsolat látszik.

A 8.3(a) ábrán ugyanezeknek a jeleknek a wavelet transzformáltjából számolt dinamikus energia-sűrűség-spektruma (PSD) látható. Az első öt panelen öt MM100 állomás H -



(a)

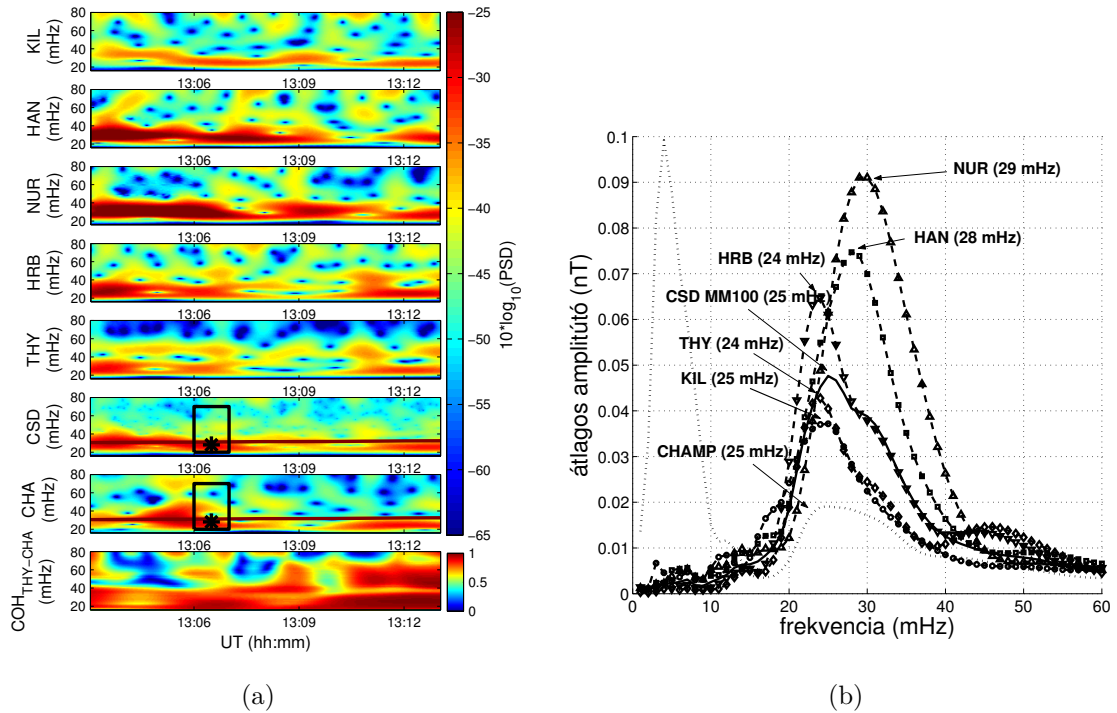


(b)

8.2. ábra. (a) Az MM100 állomások H -komponense közötti, illetve (b) a CHAMP és a földi állomások közötti koherencia ugyanarra az időszakra, mint az 8.1) ábrán

komponensének, a hetediken a CHAMP kompressziós komponensének PSD-je, a hatodik panelen az MM100 állomások PSD-jéből (8.1 egyenlet) számolt, CSD-vel jelölt átlagspektrogram látható. A 6. és 7. panelen a várható f_{UW} (mHz) = $6 \cdot B_{IMF}$ (nT) UW frekvenciát is feltüntettem (folytonos vonal). Végül a legalsó panelen a CHAMP és THY között számolt koherenciát mutatom be. Az itt tárgyalt esetben az IMF kúpszög kevesebb volt, mint 30° , ami kedvező az UW eredetű Pc3-as pulzációk megfigyelhetőségére nézve. Az MM100 CSD és a CHAMP panelen mindemellett egy 1 percnnyi hosszúságú, sávkorlátozott (20-70 mHz) cellát is felrajzoltam. A statisztikai analízis során használt átlagos energiát mindig ilyen, a domináns frekvenciát (csillag) pedig hasonló, de szélesebb (15-100 mHz) cellákban határoztam meg.

A bemutatott esemény során a 20-40 mHz-es sávban fokozott tevékenység volt tapasztalható valamennyi MM100 állomáson, és a CHAMP-en is (8.3(a) ábra). Eközben a kúpszög értéke 25° körül volt, alig változott. A napszél sebessége 329 km/s, sűrűsége pedig $6,4 \text{ cm}^{-3}$ volt az esemény során. Az MM100 állomásokból számított CSD, amely a minden helyen közös globális jelforrást (jelen esetben az UW-t) hivatott kiemelni, egy folyamatos keskenysávú aktivitás tiszta képét adja. Ez tekinthető a globális, UW eredetű tevékenység becslésének az adott időszakra. A 8.3(b) ábrán az időátlagolt spektrumok láthatók ugyanarra az időszakra. A spektrumok csúcsa minden esetben igen közel van az IMF nagyságából becsült UW frekvenciához (31 mHz). A jelerősség NUR szélességén a legnagyobb, attól mind a pólus felé, mind az egyenlítő felé haladva csökken. A leggyengébb a felső ionoszférában (CHAMP) mért



8.3. ábra. (a) Az első öt panelen az 8.1 ábrán bemutatott jelek differencia idősorának PSD-jének wavelet (Morlet) becslése: KIL, HAN, NUR, HRB és THY differenciált H-komponens; (6. panel) az előbbi öt PSD-ből képzett átlagspektrum (CSD); (7. panel) A CHAMP-en mért, differenciált teljes térerő fluktuációinak PSD-je; (alsó panel) CHAMP- B_v és THY-H közötti koherencia. (b) A 8.3(a) ábrán látható PSD spektrumok időátlag.

jel. (A CHAMP esetében tapasztalt alacsony frekvenciás (<10 mHz) csúcsot feltehetően olyan kéreganomáliák okozzák, amelyeket a POMME modell segítségével, annak korlátozott felbontása miatt nem lehetett eltávolítani.) A félértékhez tartozó relatív sáv szélesség 0,62, illetve 0,57, a jel/zaj viszony pedig 3,8 dB és 19,6 dB a CHAMP és az MM100 CSD spektrumára.

Csak megjegyezzük, hogy HRB és különösen THY esetében 40-50 mHz táján egy második csúcs is azonosítható a spektrumban. Ezt a helyi mágneses héjak rezonáns válaszának tulajdoníthatjuk.

Az esemény három jellegzetes tulajdonságából, nevezetesen (1) a látszólagos pólusirányú terjedésből, (2) abból, hogy a legmagasabb koherenciát az egyenlítőhöz legközelebb fekvő állomásnál találtuk, valamint abból (3), hogy a legnagyobb jelerősséget nem a legalacsonyabb szélességen (THY, CHA) mértük, arra következtetünk, hogy a felszínen mért jelek, legalábbis a magasabb szélességeken (NUR), az erővonalak mentén vezetett Alfven hullámoktól származnak, amelyeket viszont egy, a magnetopauza felől befelé terjedő, UW eredetű kompressziós hullám mint közös forrás kelt.

Az inhomogén magnetoszférán keresztüli áthatolása közben a kompressziós módusú hul-

lám toroidális (nyírási Alfvén-) módusú hullámmá konvertálódik. A csatolás erőssége az erővonalak topológiájától, valamint a kompressziós hullám frekvenciájának és a helyi erővonal sajátfrekvenciájának kölcsönös viszonyától függ. A csatolás ott a legerősebb, ahol a gerjesztő jel frekvenciája éppen a helyi rezonáns frekvenciával egyezik meg, és a gerjesztő hullám terjedési vektora párhuzamos a geomágneses térrel. Mivel a forrás frekvenciája (31 mHz) egy a HAN-NUR (6-7 mHz) és HRB-THY (40-45 mHz) párok közötti erővonal rezonáns frekvenciájának felel meg, a legnagyobb amplitúdójú jel is ebben a tartományban várható. Másrészt a szubszoláris pontból a Föld felé haladó kompressziós módusú hullám energiája az erővonalak menti vezetett hullámokba csatolt energiával egyre fogy, ezért a belsőbb héjak felé haladva egyre kevesebb energia jut. (A NUR körüli maximum kialakításában emellett a plazmapauzának és egy üregrezonancia-jelenségnek is szerepe lehet, erre azonban jelen dolgozat keretei között nem térek ki. A jelenséget vizsgáltuk Sutcliffe et al. (2013) cikkében.)

Minthogy a magasabb szélességekről kiinduló erővonalak hosszabbak, mint az alacsonyabb szélességekről indulók, az erővonalakra csatolt jelek később érkeznek meg a magasabb szélességekre, mint az alacsonyabbakra, annak ellenére is, hogy az Alfvén-sebesség az egyenlítői síkban a legkisebb. Ahhoz, hogy egy vezetett Alfvén-hullám az erővonal apex pontjáról az ionoszférabeli talppontig leérjen az erővonal sajátperiódusa $1/4$ részének megfelelő időre van szüksége. A fázis-gradiens módszerrel megbecsült sajátfrekvenciák a HAN-NUR, illetve a HRB-THY párokra 6-7 mHz-nek, illetve 40-45 mHz-nek adódtak. A két terjedési útvonal közötti különbség $1/4 T_{HAN-NUR} - (1/4 T_{HRB-THY} - \Delta L R_E / v_A)$, ahol $T_{ST1-ST2}$ az ST1-ST2 párra vonatkozó sajátperiódus, $\Delta L R_E$ pedig az erővonal apexek közötti távolság, v_A az átlagos Alfvén sebesség a megfelelő tartományban. Ebből mindösszesen 19-28 s különbség adódik. A kereszt-korreláció analízis alapján meghatározott különbség 20 s volt, ami jól egyezik a fenti becsléssel.

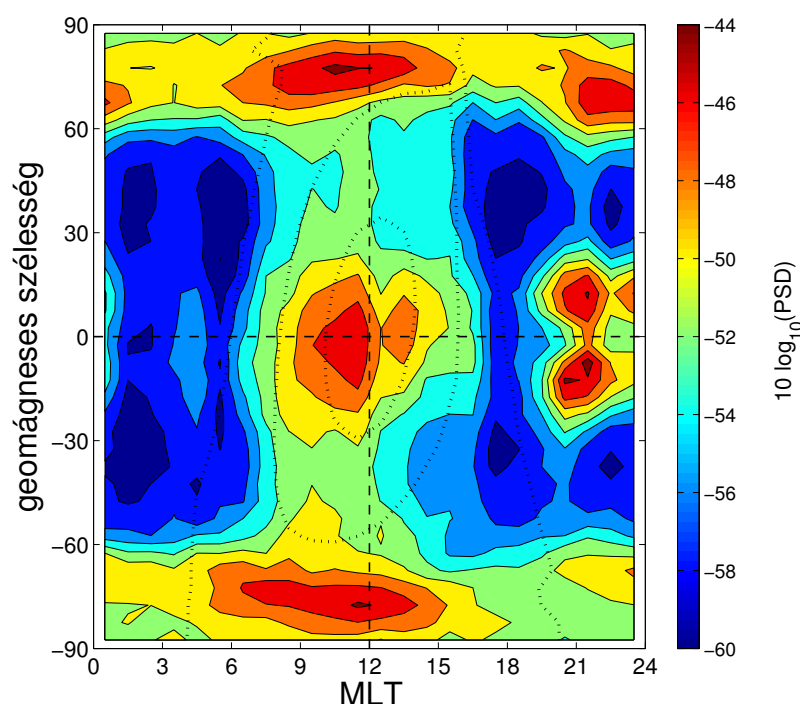
A vázolt, szubszoláris forrást feltételező terjedési modell egyúttal arra is magyarázattal szolgál, hogy miért nagyobb az alacsonyabb szélességen elhelyezkedő állomásokra a számított műholdas-földi koherencia. Itt a közvetlen terjedés miatt a felszínen észlelt hullám még inkább kompressziós módusú. Magasabb szélességeken a felszíni jel már egyre inkább a csatolt Alfvén-hullám produktuma, kapcsolata a CHAMP által észlelt "maradék" kompressziós hullámaktivitással egyre gyengébb.

8.3. Upstream eredetű hullámok statisztikai vizsgálata: CHAMP észlelések

A CHAMP nagy felbontású, kis zajú fluxgate magnetométerének mérései először tették lehetővé a Pc3-as sávba eső, nappali kompressziós ULF tevékenység globális eloszlásának térké-

pezését, s az események részletes vizsgálatát a felső-ionoszférában. A statisztikai vizsgálat-hoz elsőként a CHAMP négy havi, a szeptemberi napéjegyenlőségre nagyjából szimmetrikus (2001. augusztus 1 – december 11) adatsorát választottam ki. A CHAMP helyi ideje naponta csaknem 5 és fél perccel csökken, így 132 napnyi adatra van szükség a helyi idő szerinti teljes lefedettséghez.

8.3.1. A kompressziós energia globális eloszlása



8.4. ábra. A normalizált kompressziós energia mágneses szélesség és mágneses helyi idő szerinti eloszlása. A pontozott görbék az 90° , 60° , illetve 30° napzenitszögnek megfelelő izogonok.

A 8.4 ábrán a geomágneses szélesség és a helyi idő szerinti 2D eloszlást mutatom be. A kompressziós energiát mindenhol 400 km/s-os napszélsebességre normáltam (lásd alább). A kompressziós ULF energia szélességfüggését még sohasem lehetett ilyen tág szélességtartományban vizsgálni.

A 20-70 mHz-es sávba eső átlagos nappali kompressziós energia az itt elemzett, napéjegyenlőség körüli időszakban a geomágneses egyenlítőnél érte el maximumát. Két másik helyi maximum is megfigyelhető volt a magnetopauzán túli tartományoknak (sarki hasadék) megfelelő geomágneses szélességeken. A szélesség-karakterisztika szép szimmetriát mutat az

egyenlítő körül. Az egyenlítői és a magas szélességeken tapasztalt csúcsok igen hasonló nagyságúak. Az energiaminimum mindkét féltéken a 40° mágneses szélességi fok körül alakult ki. Mivel a magnetopauza orrtávolsága átlagosan mintegy $11 R_E$, ami kb. 72° -os mágneses szélességnek felel meg, a magas szélességeken a nappali oldalon megjelenő energiamaximumok nem a nappali magnetoszféra belsejében, hanem a sarki hasadéokban lejátszódó folyamatokat képeznek le, s így kívül esnek vizsgálatunk közvetlen tárgyán.

Takahashi and Anderson (1992), aki a $L = 2.5 - 6.5$ tartományban az egyenlítői sík közelében ($\pm 16^\circ$ mágneses szélességek között) előforduló kompressziós Pc3-as eseményeket vizsgálta, szintén egyenlítői maximumot talált. A CHAMP-hez hasonlóan alacsony (LEO) pályán mozgó Ørsted megfigyeléseit elemezve Jadhav et al. (2001) ugyancsak azt találta, hogy a nappali oldalon az egyenlítő körül nagyobb az aktivitás. Statisztikai vizsgálatot e szerzők azonban nem végeztek, elsősorban azért, mert nem volt az UW események automatikus azonosítására képes algoritmus.

Korábban történt néhány kísérlet a kompressziós Pc3-as pulzációk egyenlítő körüli szélességi profiljának magyarázatára. Kim and Takahashi (1999) úgy találták, hogy a kompressziós és a radiális komponens közötti általános amplitúdó (és fázis-)viszonyok konzisztens magyarázatra lelhetnének, ha plazmaszférikus üregrezonanciaként értelmeznénk őket. Azonban a magnetopauza felől érkező, a plazmapauza táján evanescens módust gerjesztő UW-k esetleges szerepét sem tudták kizárni.

A szélességfüggésre más, az UW-kkel összefüggő magyarázat is elképzelhető, s ez a földi mágneses tér topológiájával hozható kapcsolatba. Azokon az erővonalszakaszokon, amelyek az UW hullámvektorra merőlegesek, nem jöhet létre csatolás. A csatolás ott a legerősebb, ahol ezek párhuzamosak és a rezonancia feltétele, $\omega_0 = k_{\parallel} v_A$, ahol ω_0 a gerjesztő jel frekvenciája, k_{\parallel} a hullámvektor erővonalmenti komponense, teljesül (Takahashi et al., 1994). A beeső magnetoszonikus hullám energiájának egy része lokálisan az erővonalak mentén terjedő Alfvén-módushoz csatolódik, s mint vezetett hullám terjed tovább, ahogy azt a bemutatott esettanulmány is mutatta, rezonancia esetén állóhullámok alakulnak ki. Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy a beérkező UW egy, a magnetopauza felől jövő monokromatikus síkhullám, s a geomágneses tér egy dipólus tere, s hogy a magnetopauza orra a dipóltér szimmetriatengelyére illeszkedik. Ebben az esetben a leggyengébb csatolás és így a legnagyobb maradék magnetoszonikus (kompressziós) módusú energia a mágneses egyenlítőnél várható. A $\pm 35.3^\circ$ mágneses szélességnél a felszínközeli szakaszokon az erővonalak a beérkező UW hullámvektorával éppen párhuzamosak, s így a leghatékonyabb csatolási tartományoknak innen a pólusok felé kell elhelyezkedniük. A maximum tényleges helye az UW frekvencia és az erővonalak valós topológiájának a függvénye. A megfigyelési tapasztalatok szerint a 20-60 mHz sajátfrekvenciájú erővonalak talppontja a $40^\circ - 50^\circ$ közötti szélességtartományban van (Menk et al., 1994). Ha a magnetoszférában terjedő UW minden általa keresztezett erő-

vonallal létrejövő kölcsönhatását összegeznénk, és az ionoszférára vetítenénk, akkor azt vár-
nánk, hogy a magnetoszonikus módusban visszamaradó energia minimuma a 35.3° -tól még
valamivel a pólusok felé tolódik. A bemutatott szélességprofil mindenesetre számos folyamat
együttes hatásának eredménye. Hasonló eloszlást, egyenlítő menti maximális amplitúdókat
kaptak Lee and Lysak (1994) egy, a dipól mágneses térben végzett MHD-szimuláció során.
A szimulációban a magnetopauzától indított impulzus kompressziós hullámokat indított el.
Földközben a kompressziós energia csúcsa az egyenlítőnél volt megfigyelhető. A szerzők
okként a dipól tér szerkezetét, geometriáját jelölték meg. A nyírási Alfvén hullámokat, bár
a modell tartalmazta őket, ebben a tanulmányban külön nem vizsgálták. A kompressziós
energia szélességfüggő profiljának kialakításáért tehát a szubsoláris jelforrás mellett, sőt,
azt megelőzve főként a mágneses tér szerkezete felelős.

A fentiekből következik, hogy a nappali kompressziós hullámok aktivitás-maximuma nem-
csak napéjegyenlőségkor, hanem mindig az egyenlítő mentén várható. Ezt ellenőrizendő az
eloszlást több decemberi és júniusi napfordulók idejére is kiszámítottam, s valóban minden
esetben egyenlítői maximumot találtam.

Az 8.4 ábrából leolvasható, hogy a mágneses helyi idő szerinti változás alacsony széles-
ségeken a legerőteljesebb. Rögtön napkelte (06 LT) után az aktivitás meredeken emelkedik,
majd 11 LT körül tetőzik, s napnyugtára (18 LT) az aktivitás az éjszakai szintre csökken.
A nappali oldalon észlelt változások közepes szélességen is hasonlóak, a csúcsaktivitás itt is a
delet megelőző órákban van, de a változás mértéke itt kisebb.

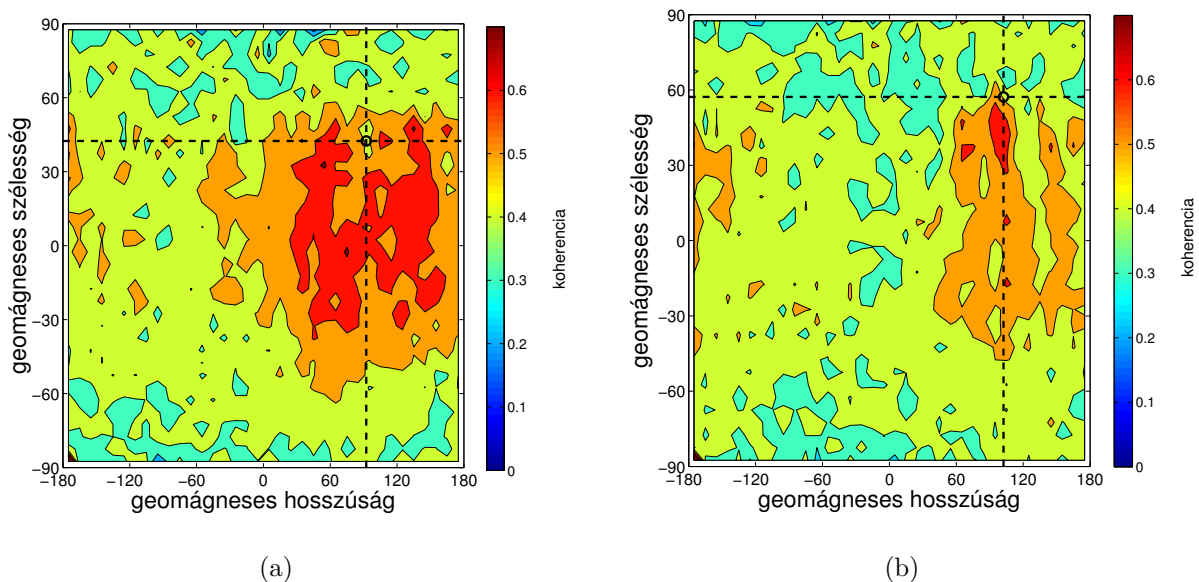
Hasonló LT-függésről sok korábbi szerző is beszámolt, s a felszíni mérések is ezt a napi
eloszlást mutatják. A magnetoszférikus kompressziós hullámok LT függését először Yumoto
and Saito (1983) vizsgálta, aki a GOES 2-n ($L = 6.6$) megfigyelt kompressziós Pc3-asok és a
felszíni ($L = 1.8$) Pc3-asok közötti megfelelést vizsgálta. Egyidejű, közös spektrális összetevőket
is tartalmazó események a legnagyobb valószínűséggel a helyi delet megelőző órákban
fordultak elő. Takahashi and Anderson (1992) az AMPTE CCE ($L < 3$) négy teljes évnyi
mágneses adatának statisztikai analízisét végezték el. Úgy találták, hogy a kompressziós
hullám-aktivitás csúcsa a délelőtti szektorban van. Ez a délelőtti csúcs, úgy látszik, általá-
nos jellemvonása a magnetoszférában és a felszínen megfigyelt Pc3-as pulzációknak. Ezt az
aszimmetriát, mint arra már korábban utaltam, általában a Parker-spirál átlagos fejhullám-
környéki helyzetéből próbálják levezetni (Barnes, 1970; Greenstadt and Russell, 1994). Ennek
a nézetnek a tarthatatlanságát korábban kifejtettem.

Nem tartozik a jelen tárgykörhöz, csak megjegyzem, hogy az alacsony szélességi zónában
19 LT után mintegy éjfélig a jel-energiaszint ismét emelkedik. Ez az éjszakai megemelkedett
"aktivitás" azonban csak igen alacsony szélességeken figyelhető meg, az egyenlítőre szim-
metrikusan. A sarkifény övezetben viszont egészen más a változások lefolyása. Először is,
az energiaszint a nap egész folyamán igen magas, s másodszor, a maximumok a dél és az

éjféli előtti szektorokban következnek be. Ezek az csúcsok feltehetően a már említett, a sarki tölcser/hasadékbeli erővonal menti áramrendszerekhez, illetve az éjszakai szubviharokhoz köthetők.

8.3.2. A műholdas-földi koherencia távolságfüggése

A 8.5(a) és 8.5(b) ábrán a Tihany, illetve Nurmijärvi esetében, a domináns frekvencián mért átlagos nappali műholdas-földi koherencia látható. Az átlagos értékeket az 5.3.3 fejezetben ismertetett perces koherencia-értékekből számoltam. Ezúttal a mintákat nem helyi idő, hanem a mágneses hosszúság szerint rendeztem, a magas koherenciát mutató műholdas-földi együttállásokat kihangsúlyozandó. A földi adatok részleges hiánya miatt az itt vizsgált időszak némileg rövidebb (2001. szeptember 1-től december 10-ig), de az intervallum közepe (szeptember 28.) még mindig igen közel van a napéjegyenlőséghez. THY esetében a szélességi és a hosszúsági koherencia skálahosszúságnak legalább 100° és 180° (azaz 11000 km és 20000 km) felel meg. A koherencia akkor a legerősebb, amikor a műhold a mágneses egyenlítő közelében jár, mintegy $\pm 40^\circ$ távolságra THY mágneses meridiánjától. A helyi meridián mentén a koherencia valamivel alacsonyabb. Ez a koherencia-eloszlás megfelel a felső ionoszférában a $\pm 60^\circ$ és 06-18 MLT tartományban észlelt megemelkedett, feltehetően UW eredetű kompressziós aktivitásnak (lásd 8.4 ábra).



8.5. ábra. (a) A THY-H és a CHAMP közötti, a domináns frekvencián vett átlagos nappali ($\chi < 90^\circ$) koherencia. A kör és a szaggatott vonalak THY elhelyezkedését jelzik. (b) Mint a 8.5(a) ábra, de itt NUR-H és a CHAMP közötti koherenciára

NUR esetében éppen ellenkezőleg, a helyi meridián mentén tetőzik a koherencia, s ha-

tározott észak-déli aszimmetriát mutat. A koherenciahossz is jóval kisebb. A legmagasabb koherencia a 40° - 45° szélességi zónában ($L = 1.7$ - 2.0) figyelhető meg. Ez éppen az a szélességi tartomány, ahol a beérkező kompressziós hullám és a nyírási Alfvén módus közötti csatolás várhatóan a legnagyobb. A csatolt Alfvén-hullám a mágneses erővonal mentén halad tovább. Ez a fajta vezetett terjedés már a korai cikkekben is felmerült lehetőségként (pl. Yumoto et al., 1985). Nemrégiben Howard and Menk (2005) vetette fel ismét, s vizsgálta meg közelebbről ezt az eshetőséget, a csatolt Alfvén-hullámok szerepét hangsúlyozva az ULF energia magnetoszférabeli eloszlásának kialakításában. Érvelésük szerint a módus-konverzió a rezonáns tartományoktól, ahol állóhullámok alakulnak ki, távolabb is létrejön, s a keletkező Alfvén-hullámok az erővonalak mentén lejutnak az ionoszféráig. Értelmezésem szerint, mint a bemutatott esettanulmányban is, a NUR térségében megfigyelhető nappali Pc3-as aktivitás e vezetett Alfvén hullámok révén éri el az ionoszférát. A koherenciaterkép észak-déli aszimmetriája annak lehet a következménye, hogy a konjugált ionoszféráról visszaverődő hullám a terjedés közben csillapítást szenved, vagy a jel energiájának egy része az ionoszférában más magnetoszférabeli, illetve atmoszférabeli módusokba konvertálódik, illetve részben disszipálódik.

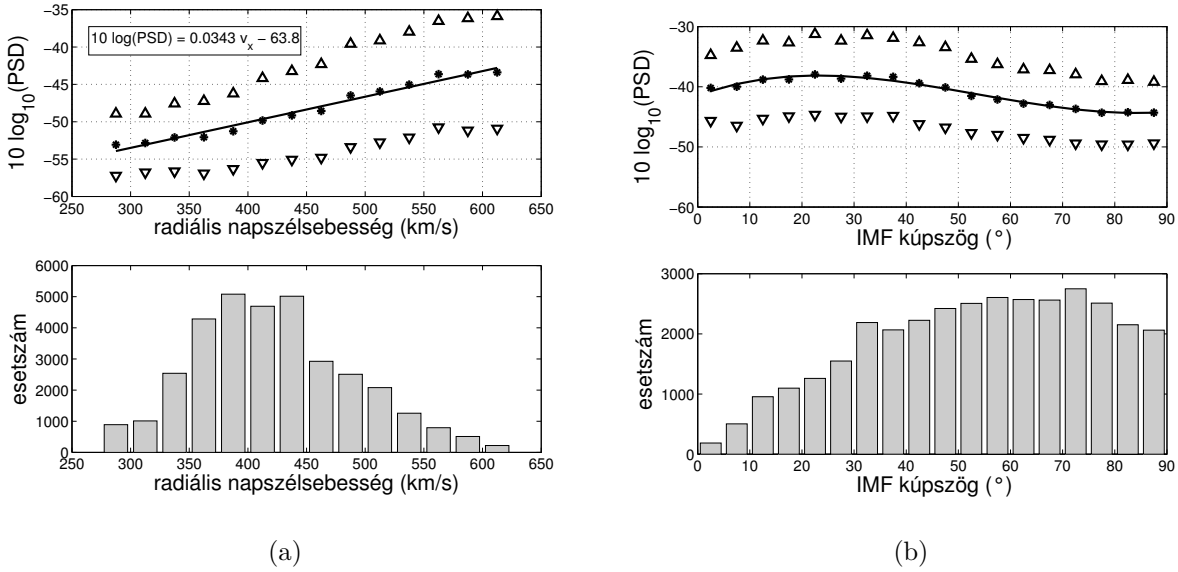
A 12 LT körüli erős csatolás lehet a magyarázata annak, hogy a THY-CHAMP koherencia a helyi meridián mentén mérsékeltebb, mint tőle keletre és nyugatra, és a THY körül kialakuló minimumnak is. THY mágneses szélessége, 42.4° , abba a zónába esik, ahol az UW frekvencia és az átlagos FLR frekvencia (40-50 mHz) gyakran kerül közel egymáshoz ($B=7-8nT$ esetén), s így a módusok közötti csatolás általában igen hatékony. Amikor a gerjesztő UW frekvencia és a helyi FLR frekvencia némiképp eltér, azaz az esetek zömében, a jelek közötti koherencia jelentősen csökken. Ez tükröződhet a megfigyelt koherencia-eloszlásban.

8.3.3. Az UW-k kapcsolata a napszél jellemzőivel

A 8.4 ábrán látható, hogy a CHAMP által mért kompressziós jel energiája három, egymástól jól izolálható tartományban jelentős. Ezeket az alábbi módon osztályoztam: 1) a nappali oldalon (06-18 LT) a $\pm 60^\circ$ szélességtartományban megfigyelhető emelt aktivitás. 2) az alacsony szélességeken éjszaka észlelhető jelek. Ezek egyértelműen az egyenlítői spread F jelenséghez kapcsolódó plazmainstabilitáshoz kapcsolhatók (Részletes leírásukat lásd Stolle et al., 2006). 3) a 60° szélességtől északra megfigyelhető, részben már ismertetett jelenségek. A továbbiakban mindenekelőtt az 1-es csoportba sorolt jelenségekkel foglalkozom.

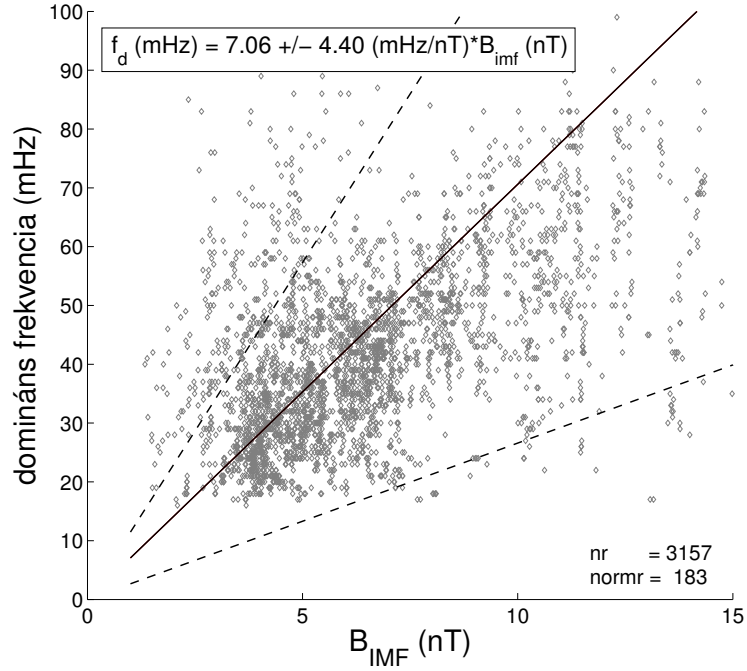
Következő lépésként az 1-es csoportba sorolt eseményeket vizsgáltam meg, hogy megfelelnek-e az UW eredetű pulzációkról eddig alkotott képnek. A 8.6(a), illetve 8.6(b) ábrán az átlagos energia napszélsebességtől (v_{sw}), illetve kúpszög-függését mutatom be. Mindkét összefüggés igen világosan, az elvárt módon (Wolfe et al., 1985; Yedidia et al., 1991; Veró and Zieger, 1994) tükröződik az adatokban. A nagyobb napszélsebesség nagyobb energiabevitel-

lel jár. Vizsgálódásunkat azokra az esetekre korlátozva, amikor a Nap zenitszöge (χ) kisebb mint 60° , az energia és a szélsébség közötti lineáris regresszió eredménye $10 \cdot \log_{10}(\text{PSD}) = 0.0343 \cdot v_{sw} - 63.8$. Ha csak azokat az eseményeket tekintjük, amikor $\chi < 30^\circ$, az illesztett egyenes meredeksége megnő: $10 \cdot \log_{10}(\text{PSD}) = 0.0418 \cdot v_{sw} - 65.4$. Ez utóbbi összefüggést használtam fel arra, hogy a kompressziós energiaértékeket a napszélsébség változásaitól megtisztítsam. A normáláshoz (lásd 6.1.1 fejezet) választott referencia-sebesség 400 km/s volt. A tapasztalt viselkedés, különösen a kúpszög-függés specifikusan az UW-kre jellemző.



8.6. ábra. (a) Az UW kompressziós energia függése a napszél sebességétől ($\chi < 90^\circ$); a folytonos vonal a lineáris illesztés ($C = 0.99$), a háromszögek a standard szórást jelölik. Az alsó panelen a napszélsébség eloszlása látható a vizsgált eseményekre. (b) Mint (a), de most az IMF kúpszög-függésre vonatkozóan ($\chi < 60^\circ$).

Az általam vizsgált eseményekre a maximum aktivitás 22.5° -os kúpszögnél adódott, de a csúcs pontos helye enyhén függ a normáláshoz választott napzenitszög-küszöbértéktől. Már láttuk, hogy az 1-es csoportba sorolt események helyi idő függése is olyan, mint amilyenek az az UW eredetű Pc3-as pulzációk esetében várható. Azonban az UW eredet igazolására a legfontosabb kritérium a domináns frekvencia B_{imf} -függésének megléte. A 8.7 ábrán a vizsgált időszak egészére nézve mutatom be a két paraméter kapcsolatát. Az események szelekciójakor az alábbi szempontokat érvényesítettem: $10 \cdot \log \text{PSD} > -34$, $\vartheta_{Bx} < 45^\circ$, $-60^\circ < \lambda < 60^\circ$, $\chi < 60^\circ$, $9R_E < R_{mp} < 25R_E$, ahol R_{mp} a magnetopauzának az R_E ($R_E = 110 \cdot (n_{sw} \cdot v_{sw}^2)^{-1/6}$ formula szerint becsült orrtávolsága (pl. Kivelson and Russell, 1995, 172), n_{sw} a sűrűség cm^{-3} -ben. A határozott korreláció világosan igazolja e hullámtípus ion-ciklotron eredetét. Az egyenes arányosság arányossági tényezője, 7.06, sincs messze a gyakran idézett értéktől (6 ± 1.5) (pl. Yumoto et al., 1984).



8.7. ábra. A domináns frekvencia és az IMF nagysága közötti kapcsolat. A folytonos vonal a lineáris regresszió eredménye, a szaggatott vonalak az események 90%-át tartalmazó tartományt határolják.

Mindezek alapján állítható, hogy az 1-es csoportba sorolt aktivitást az UW-k hozták létre, azaz a $\pm 60^\circ$ tartományban észlelt nappali kompressziós események zöme UW eredetű ULF hullám.

A 3-as csoportbeli események viszont se a kúpszög-függést, se a domináns frekvencia és az IMF nagysága közötti korrelációt nem mutatják. Így sem zárható ki, hogy magas szélességeken is előfordulhatnak UW-eredetű események, amint arra mutattunk is példát (KIL-en észlelt jel pl. a 8.3 ábrán), de az észlelt kompressziós események domináns forrása ebben a régióban nem lehet az UW tevékenység. A sarkifény övezethez köthető energiacsúcsokat (75° mag. lat.) más mechanizmusoknak tulajdonítjuk. Leginkább a rekonnekciót szabályozó (ún. *merging*) elektromos tér ($E_m = v_{sw} \sqrt{B_y^2 + B_z^2} \sin^2(\zeta/2)$, ahol v_{sw} a napszélesség, B_y és B_z az IMF komponensei, ζ pedig az óraszög GSM koordináta-rendszerben) korrelál az itt észlelt aktivitással. Az E_m elektromos tér az erővonal menti áramokat vezérli a nappali oldalon, ahogy azt pl. Wang et al. (2005) a közelmúltban éppen a CHAMP mérései alapján kimutatta. Ha a sarkifény övezetben megfigyelt térváltozásokat térbeli struktúrákként értelmezzük, 100-300 km-es hullámhossznak megfelelő spektrális csúcsokat kapunk. Ez nagyjából megfelel a nagyobb erővonal menti áramleplek vastagságának. Az itt észlelt jel valószínű-

leg ezen áramokhoz társuló mágneses térnek (B_{FAC}) a teljes térerőben (B) megjelenő kis járuléka $\Delta B = B_{FAC}^2/2B$. Az E-tartománybeli áramok, mint pl. az electrojetek, mágneses járulékaik nemigen juthatnak itt szerephez, mivel hullámhosszuk a CHAMP magasságában jóval nagyobb.

Mindezek azt az elképzelést támasztják alá, hogy a foreshockban keletkező, majd a magnetoszférába a fejhullám, majd a magnetopauza orránál bejutó magnetoszonikus hullámok az erővonalakon keresztül közvetlen terjedéssel, esetleg evanescens hullámként jutnak le a magnetoszféra mélyére, alacsony és közepes szélességekre, ahogy azt pl. Yumoto et al. (1984) javasolta. Közepes és magasabb szélességeken egy másik, nem kevésbé fontos folyamattal is számolni kell, amelynek során a bejövő energia egy része az Alfvén módusba konvertálódik, és az erővonalak mentén, vezetett terjedéssel jut le az ionoszféráig.

8.3.4. Az upstream hullámok Doppler-csúszása a foreshockban

Az ULF hullámok jellemzői és a napszélparaméterek közötti kapcsolatokban nagy szórás mutatkozik. A tapasztalt nagy szórások, sőt, az olykor igen gyenge korreláció nem szokatlan a kérdés szakirodalmában (pl. Veró et al., 1994; Greenstadt and Russell, 1994). A most vizsgált esetekben néhány sajátos tényező is hozzájárul az eredmények nagy szórásához. Az egyik alapvető ok az, mint azt már az előző fejezetben kifejtettem, hogy a napszél idősorok a felszíni, illetve a magnetoszférában végzett ULF megfigyelésekkel nincsenek teljes szinkronban. A CHAMP mérések kiértékeléséhez itt felhasznált ACE-adatsorok időeltolását egyszerűen az ACE és a magnetopauza orra közötti távolságból és a pillanatnyi napszélsebességből határoztam meg. A transzformáció során vetemedett adatsort átlagolással simítottam és újramintavételeztem.

A tapasztalt szórások másik alapvető oka az, hogy a kapott energiaértékeket sem helyi idő, sem mágneses szélesség szerint nem normáltam, márpedig, mint láttuk, mind az LT , mind λ kulcsfontosságú paraméter az energiaeoszlás kialakításában.

A magasabb szórásnak azonban fizikai oka is lehet. Yumoto et al. (1984) tette az első kísérletet arra, hogy a Pc3-as frekvencia és az IMF nagysága közötti kapcsolatban tapasztalt nagy szórást legalább részben megmagyarázza. A fejhullámról visszafordított ion populáció sebesség-eloszlásában kereste a megoldást. Egy egyszerű elméleti modell alapján alacsony szélességen mért földi mérésekből és a GOES-2 méréseiből sikerült megbecsülniük a visszaszórt protonok párhuzamos rezonáns sebességét. Eredményük alapján $v_b = c \cdot v_{sw}$ (a napszélhez rögzített rendszerben), ahol v_b a ciklotroncentrum (guiding center) sebesség, c pedig egy 1,6–2,7 közötti konstans, jól egyezett a visszavert ionok megfigyelt sebesség-eloszlásával. Watanabe és Terasawa (kiadatlan kézirat, 1983) nyomán Takahashi et al. (1984) fejlesztette tovább az elméleti modellt, beemelve a képbe a szuper-Alfvénikus napszél okozta Doppler-hatást is. Ő éppen a visszaszórt részecskék feltételezett átlagsebességéből ($v_b = 2v_{sw}/\cos\theta_{Bx}$) kiindul-

va vezetett le egy formulát, amelyben az UW frekvencia modulációjáért a kúpszög felelős ($\omega_{sc} = \frac{1}{2}\Omega_p \cos^2 \theta_{Bx}$ vagy $f_{sc} \text{ (mHz)} = 7.68 \cdot B_{IMF} \text{ (nT)} \cos^2 \theta_{Bx}$).

Legutóbb Le and Russell (1996) vizsgálta meg újból ezt a kérdést, az elméleti eredményeket mérési tapasztalatokkal szembesítve.

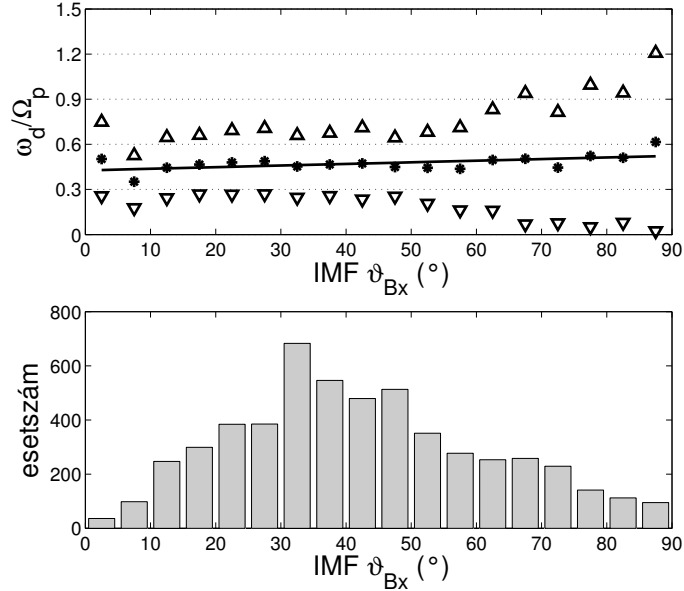
Visszatérve most az 4.3.1 fejezet (4.2) és (4.4) egyenleteihez, s azokat kombinálva a

$$\omega_{sc} = -\Omega_p \frac{M_A \cos \vartheta_{Bx} - 1}{M_A P - 1}, \quad (8.2)$$

egyenlethez jutunk, amely Takahashi et al. (1984) (5), illetve Le and Russell (1996) (5) egyenletének egy módosított változata, ahol $P = v_b/v_{sw}$. Itt az s/c index a Földhöz képest nyugvó műhold méréseire utal. Ennek az egyenletnek különböző megfelelői számos szakcikkekben fellelhetők. Azonban azzal az esettel, amikor a hullám az IMF irányával ellentétesen terjed, mindeddig senki sem számolt! Ebben az esetben (8.2) az alábbi alakra változik:

$$\omega_{sc} = -\Omega_p \frac{M_A \cos \vartheta_{Bx} + 1}{M_A P + 1}, \quad (8.3)$$

minthogy most $\cos \vartheta_{kx} = -\cos \vartheta_{Bx}$.

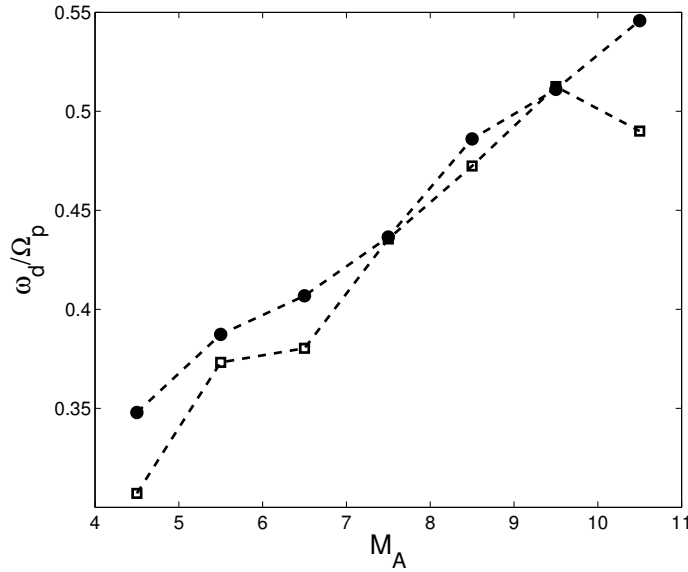


8.8. ábra. A normalizált UW frekvencia a kúpszög függvényében. A csillagok az átlagértékeket, a folytonos vonal az illesztett egyenest, a háromszögek a standard szórást mutatják. Az alsó panelen a kúpszög értékek eloszlása.

Nem veszve szem elől, hogy ω_{sc} általában negatív (balra forgó), a következőkben az elméleti eredmények ((8.2) és (8.3) egyenletek) és a CHAMP megfigyelések összevetése során

ω_{sc} abszolút értékével számolok. Takahashi modelljével egybecsengően Le and Russell (1996) egy, a foreshockbeli megfigyeléseken végzett statisztikai vizsgálattal megmutatta, hogy a kúpszög a foreshockban valóban fontos szerepet játszik a Doppler-eltolódást szenvedett ULF frekvencia kialakításában. A normalizált UW frekvencia, ω_{sc}/Ω_p , a kúpszöggel együtt nő.

A rendelkezésemre álló adatbázis lehetővé tette az UW eredetű pulzációk minden korábinál mélyrehatóbb statisztikai vizsgálatát. A kúpszög esetleges hatásának kimutatását célzó vizsgálataim eredménye szerint azonban a felső-ionoszférában megfigyelt események viselkedése eltér a foreshockbeli eseményekétől. Nem találtam kapcsolatot a kúpszög és a normalizált frekvencia (ω_d/Ω_p , ahol ω_d a megfigyelt domináns frekvencia) között (lásd 8.8 ábra), az események kiválasztási kritériumai: $10\log\text{PSD} > -34$, $-60^\circ < \lambda < 60^\circ$, $\chi < 60^\circ$, a magnetopauza orrtávolsága 9 és $25 R_E$ között). Az eloszlás meglehetősen egyenletes, mindössze a szórás növekszik észrevehetően a növekvő kúpszöggel.



8.9. ábra. A normalizált UW domináns frekvencia az Alfvén Mach szám függvényében. A teli körökkel/üres négyzetekkel jelölt vonalak a befelé/kifelé mutató IMF esetén végzett megfigyelések.

Mint kimutattuk, a (8.2) és (8.3) egyenletek szerint a Doppler-csúszott frekvencia várhatóan valamivel magasabb az IMF-fel ellentétesen terjedő hullámok esetén, azaz amikor az IMF a Föld felé mutat, mint az IMF-fel egyirányú terjedés esetén. Az elmélet jóslta frekvenciaeltérés a $M_A = 5-15$ tartományban átlagos kúpszögérték és átlagos P mellett 10-30% között mozog. Ez a hatás is kimutatható a CHAMP adatokból! A normalizált frekvenciák

szisztematikusan magasabbak befelé mutató IMF esetén (8.9 ábra). Az $M_A = 4-5, 6-7, 10-11$ intervallumokban az eltérések rendre 13.3 %, 7.0 %, 11.4 %-nak adódtak.

Összegezve, az upstream ULF hullámok frekvenciájának a szuper-Alfvénikus napszél okozta Doppler-eltolódása levezethető a felső-ionoszférában megfigyelt kompressziós hullámok jellemzőiből.

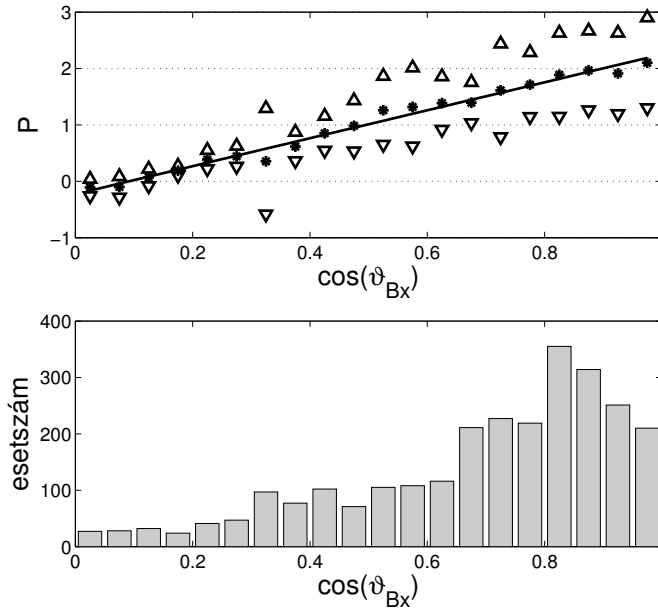
8.3.5. A visszaszórt ionok párhuzamos sebessége

Yumoto et al. (1984) és Le and Russell (1996) nyomán, (8.2) és (8.3)-ból kiindulva, $P = v_b/v_{sw}$ is megbecsülhető. (8.2)-ből P -t kifejezve, $\omega_{s/c} = -\omega_d$ -re (lásd 8.3.4 fejezet):

$$P = \frac{\Omega_p}{\omega_d} \cos \vartheta_{Bx} + \frac{1 - \frac{\Omega_p}{\omega_d}}{M_A}. \quad (8.4)$$

A 8.10 ábra (ugyanazok az események, mint 8.7 ábra) $P \cos \vartheta_{Bx}$ -függését mutatja (az M_A szerinti normalizálás nélküli adatok), amelyre a regresszió eredménye ($C=0,99$):

$$P = 2,48 \cdot \cos \vartheta_{Bx} - 0,23. \quad (8.5)$$



8.10. ábra. $P = v_b/v_{sw}$ az IMF kúpszög koszinuszának függvényében. A csillagok az átlagértékeket, a vonal a lineáris illesztést, a háromszögek a szórást jelölik. Az alsó panelen a kúpszögek koszinuszának eloszlása.

Le and Russell (1996) a P mediánjára és átlagára 2,3-at, illetve 2,2-t kaptak, de nem találtak szignifikáns összefüggést a napszélparaméterekkel. A P és $\cos \vartheta_{Bx}$ közötti lineáris

összefüggés egy korábban már bemutatott eredményünk, a normalizált UW frekvencia és a kúpszög függetlenségének egyenes következménye. Nevezetesen, megmutattuk, hogy a ω_d/Ω_p mediánja 0,40. Feltéve, hogy ϑ_{Bx} és M_A független változók, továbbá számba véve, hogy M_A mediánja 7,75, (8.4) újraírható mint:

$$P = 2,50 \cdot \cos \vartheta_{Bx} - 0,19, \quad (8.6)$$

ami igen közel esik empirikus eredményünkhöz (8.5). Ez azt jelenti, hogy a fejhullámtól visszafordított protonok párhuzamos átlagsebessége egy, a nap felé irányuló, a napszélsebességgel egyenesen arányos átlagos (v_{bs}) sebességű ionáramlás IMF menti komponenseként értelmezhető. Feltehető, hogy a fejhullám orrának környezetében, ahol a lökeshullámfront normálisa közel párhuzamos (ellentett) a napszél sebességgel, a reflektált protonok kezdeti sebessége (\mathbf{v}_{bs}) is merőleges lesz a lökeshullámra, és a Nap felé irányul. A bolygóközi térben a protonok az erővonalak körül spirálmozgásba kezdenek Ω_p körfrekvenciával, és $v_b = v_{bs} \cos \vartheta_{Bx}$ ciklotron-centrum sebességgel. Empirikus eredményünk éppen ezt a viselkedést támasztja alá.

Le and Russell (1996) viszont, éppen ellenkezőleg, azt találta, hogy a normalizált frekvencia nem független a kúpszögtől. Azt azonban nem szabad elfelejteni, hogy míg a mi levezetésünk csak a fejhullám orránál érvényes, hiszen az ott belépő hullámok észlelésén alapul, addig Le and Russell (1996) eredményei az upstream térség különböző területein végzett mérésekre alapulnak, márpedig fent ismertetett gondolatmenetünk itt általában nem érvényes.

8.4. Az upstream hullámok áthaladása az ionoszférán

V. Pilipenkóval, E.N. Fedorovval (Orosz Tud. Akadémia, Geofizikai Inézet, Moszkva) és M. Engebretsonnal (USA) közösen a *Journal of Geophysical Research*-ben közzétett cikkünkben (Pilipenko et al., 2008) a CHAMP-en és a felszínen végzett Pc3-as megfigyeléseket egy, az orosz kutatócsoport által az elmúlt években kifejlesztett MHD-modell validálására használtuk fel. Ennek a munkának az igazi jelentőségét az adta, hogy egy jelenleg széles körben elterjedt, elméleti megfontolásokra alapozott nézet szerint az ionoszférát közvetlenül csak az Alfvén módusú jelek érhetik el, a kompressziós módusúak nem. Márpedig az eddigiekben éppen amellet érveltem, hogy a CHAMP által az ionoszféra felett észlelt kompressziós módusú Pc3-as pulzációk upstream eredetűek. A bevezető fejezetekben már idézett megfontolás szerint ugyanis a plazmaszféra a kompressziós ULF-hullámok számára nagyrészt áthatolhatatlan, a magnetopauza felől a felszín felé tartó kompressziós hullámok legfeljebb csak mint evanescens hullámok érhetik el az ionoszférát. Az evanescens hullámok exponenciális csillapodása miatt azonban ezek jelenlétét sem várták az ionoszféra magasságában. Így az UW eredetű hullámoknak a felső ionoszférabeli jelenlétét igazoló eredményeink némi meglepe-

tést okoztak (Pilipenko et al., 2008). Az orosz-magyar együttműködést éppen ez a felismerés ösztönözte.

A megfigyelések helyességének ellenőrzésére V. Pilipenko és E. Fedorov a csoportjuk által kidolgozott MHD-modell alapján numerikus szimulációt végzett az ionoszféra feletti (300 km magasságban) kompressziós ULF komponens és a földfelszíni x -irányú komponens (tkp. H) amplitúdó-arányának ($\kappa = b_{\parallel}/b_x^{(g)}$) meghatározására a talaj és az ionoszféra vezetőképességének, valamint a hullám frekvenciájának és a hullámszámnak a függvényében. Kiindulásként az Alperovich and Fedorov (2007) által az MHD-modellből levezetett reflexiós és transzmissziós együttható mátrixok szolgáltak, melyek speciális eseteit a bevezetőben (3.4 fejezet, a továbbiakban az ott bevezetett jelöléseket használok) már ismertettem (3.56)-(3.60) alatt. A modellel a $T = 30$ s periódusú harmonikus jel viselkedését vizsgálták. A homogénnek feltételezett magnetoszférában az Alfvén-sebességet 800 km/h-nak választva a hullám konduktanciájára $\Sigma A \simeq 1$, az Alfvén hullámszámmra $k_A = 2,6 \cdot 10^{-4} \text{ km}^{-1}$ adódik. A modellben a Hall és Pedersen integrált vezetőképességek aránya konstans, $\Sigma H/\Sigma P = 2$, az ionoszféra felszín feletti magassága pedig $h = 100$ km. A talaj vezetőképessége $\sigma_g = 0,1 \text{ S/m}$, ami a 30 s-os periódusú hullám esetében $\delta_g = 8,3$ km behatolási mélységnek felel meg. A κ arányok származtatásánál figyelembe vették továbbá az "elenyésző" (evaneszcens) kompressziós módusú hullám erővonal-menti (kompressziós) és x -irányú komponense közötti alábbi összefüggést:

$$b_{\parallel} = -\exp(\mp iI)b_x^{(r,i)}, \quad (8.7)$$

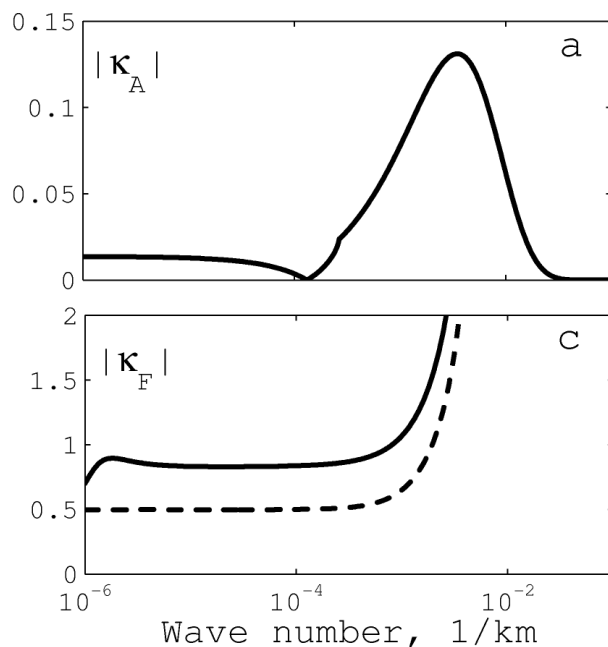
ahol a felső (alsó) előjel a beeső (visszavert) komponensre vonatkozik, I pedig a mágneses tér inklinációja.

Pilipenko és Fedorov két lehetséges forgatókönyvet vizsgált meg. Az első szerint a felső ionoszférában a CHAMP által megfigyelt hullámok már eleve kompressziós hullámokként (terjedő vagy evaneszcens) érkeztek a magnetoszféra irányából. Az ionoszféra felett mért kompressziós jel ekkor a beérkező és a visszavert (melyek viszonyát R_{FF} adja) kompressziós jel összege. A felszínen mért Pc3-as pulzáció H-komponense pedig a beérkező kompressziós jel ionoszférán T_{HF} -nek megfelelően átengedett része. Az ennek a forgatókönyvnek megfelelő arányt (ionoszférabeli/földi) a beérkező kompressziós (fast) módusú jelre utalva κ_F -fel jelölték.

A másik lehetséges forgatókönyv szerint a beérkező jel Alfvén módusú. Az ionoszféra felett a műhold által észlelt kompressziós jel ekkor az ionoszféráról R_{FA} reflexiós együttható által meghatározott módon visszavert jel, a felszínen észlelt jel pedig az átbocsátott jel H-komponense (T_{HA} -nak megfelelően). A vonatkozó arány jelölése: κ_A .

A 8.11 ábrán a kétféle forgatókönyvnek megfelelő arány, azaz κ_A és κ_F abszolútértékét ábrázolták k hullámszám függvényében a $k = 10^{-6} - 10^{-1} \text{ km}^{-1}$ tartományban. A folytonos vonalak a nappali ($\Sigma P = 10 \text{ S}$), a szaggatottak az éjszakai ($\Sigma P = 0,2 \text{ S}$) állapotnak felelnek

meg. $|\kappa_A|$ esetében a nappali és az éjszakai görbe egybeesik, ennél a módusnál ugyanis a jelek aránya az ionosféra vezetőképességétől független. Valójában ebben az esetben mind a felszínen észlelt jelet, mind a visszavert kompressziós jelet a beérkező Alfvén-hullám gerjesztette Hall-áramok keltik, így mindkettő a vezetőképesség változásával egyenlő arányban változik, arányuk pedig változatlan marad. $|\kappa_A|$ -nak $10^{-3} - 10^{-2} \text{ km}^{-1}$ között van a maximuma (kb. 0,13), az ennél kisebb és nagyobb skálákon értéke már olyan kicsi, hogy ennek a jelnek CHAMP általi észlelhetőségét is kétségessé teszi.



8.11. ábra. κ_A és κ_F abszolútértékének skálafüggése Pc3-as nappali (folytonos vonal) és éjszakai (szaggatott vonal) körülmények között. A műholdas megfigyelések feltételezett magassága 300 km (Pilipenko et al., 2008)

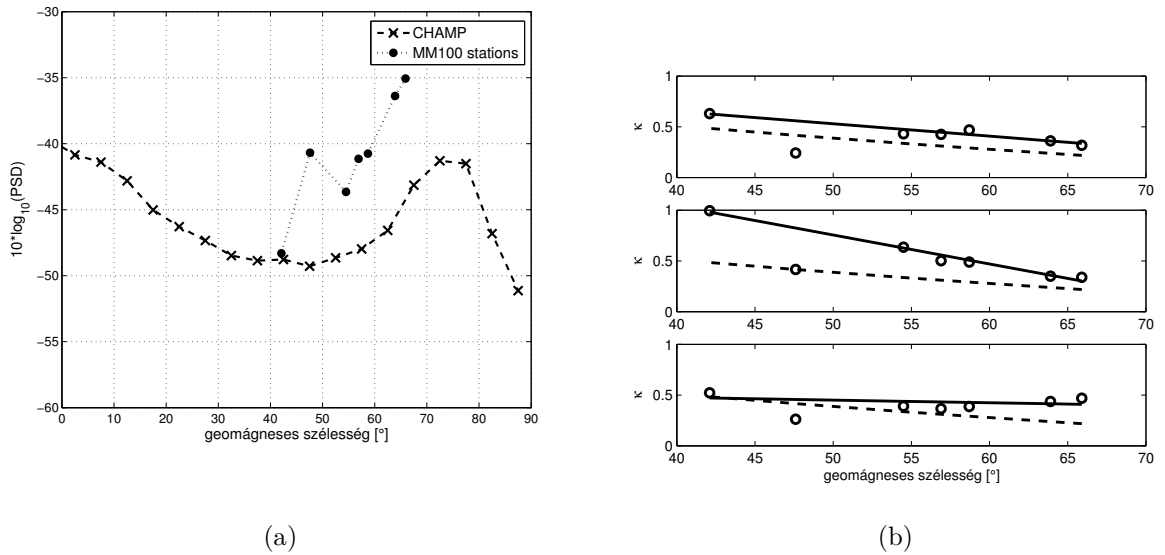
Ezzel szemben a másik forgatókönyvnek megfelelő $|\kappa_F|$ arány a 10^3 km -nél nagyobb skálákon nappal 0,9, éjjel 0,6 körül alakul, kisebb skálákon pedig még ennél is nagyobb (8.11 ábra). A kétféle esethez tartozó, nagyságrendben eltérő arányokat valódi mérésekkel egybevetve várhatóan eldönthető, hogy melyik forgatókönyv írja le helyesebben a valóságot.

A közös munkában az empirikus adatok és a modell-eredmények összevetésében vettem részt. Ennek érdekében elvégeztem a κ arány meghatározását először a tihanyi és a CHAMP adatok felhasználásával. A 2003 januárjától áprilisáig észlelt jelek energiáját wavelet transzformációval 20-70 mHz-es sávban a korábban ismertetett módon határoztam meg. Az átlagos energiát egy olyan 5° -os kiterjedésű szélességi övezetben határoztam meg, amelynek a köze-

pe Tihany földmágneses szélessége. Azokra az esetekre, amikor a Nap zenitszöge, χ legfeljebb 60° volt, lineáris regresszióval meghatároztam a kompressziós jel energiája és a napszél sebessége közötti összefüggést ($10 \cdot \log_{10}(PSD) = -0,0266 \cdot v_{sw} - 58,3$), majd az összes észlelt energiát a $v_{sw} = 400$ km/s-nak választott referenciaszintre normalizáltam.

A számolást azután hat MM100 állomásra (BEL, TAR, NUR, HAN, SOD, KIL) is elvégeztem. Ennek egyik eredménye a 8.12(a) ábra, amely a CHAMP kompressziós komponensének és a felszíni MM100 H-komponensek jelenergiáit hasonlítja össze a mágneses szélesség függvényében, a 11-12 MLT tartományban. Tihanynál ($\Phi = 42^\circ$) a két jel átlagos amplitúdója gyakorlatilag azonos, azaz $\kappa \simeq 1$. Innen a pólusok felé haladva pedig mind a felszínen, mind a felső ionoszférában nő az amplitúdó, legalábbis a 75° -os szélességig, κ értéke viszont mindkét esetben kb. 0,4-ig csökken. A BEL állomásnál észlelt, a trendből kilógó csúcs oka feltehetően az ottani nagyobb környezeti zaj.

A kapott amplitúdó-arányokat a Pilipenko et al. (2008) által vázolt kétféle lehetséges forgatókönyvvel egybevetve megállapítható, hogy a tapasztalatok határozottan amellett tanúskodnak hogy a CHAMP által megfigyelt kompressziós hullámok nem Alfvén-hullámok visszaverődése során keletkeztek, hanem eleve mint kompressziós hullámok érkeztek a felső ionoszférába.

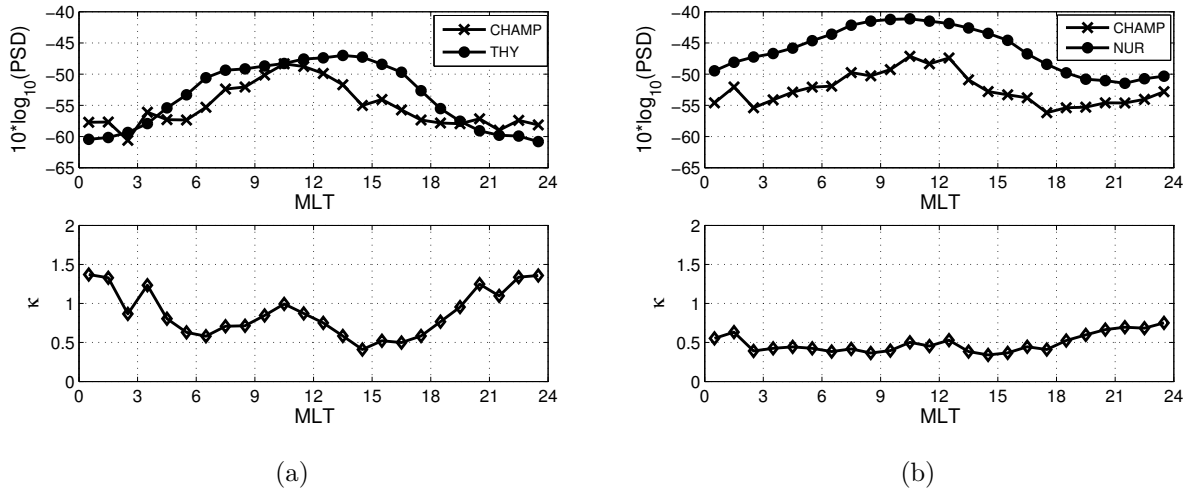


8.12. ábra. (a) A CHAMP által észlelt kompressziós jelenergia (X) szélességfüggése és az MM100 mentén észlelt H-beli jelenergia (tele kör) a 20-70 mHz-es sávban, 2003. január-április, 11-12 MLT, (b) A κ szélességfüggése 06-07 (fent), 11-12 (középen), 16-17 (lent) MLT között. A körök és a rájuk illesztett folytonos vonalak a mért értékekből számolt arányokat mutatják, a szaggatott vonal a modellbeli κ_F

A 8.12(b) ábra κ már említett szélességfüggését mutatja (körök és a rájuk illesztett foly-

tonos vonal), immár három időpontban: 06-07, 11-12, ill 16-17 MLT között. A BEL-hez tartozó, kilógó értékeket a trendek illesztésénél nem vettem figyelembe. Jól látszik, hogy κ értéke a magasabb szélességek felé folyamatosan csökken. A szélesség szerinti változás dél körül erősebb, az esti órákra pedig gyakorlatilag megszűnik. Ugyanezt a trendet adja vissza az elsőként vázolt, helyesnek ítélt modell (szaggatott vonal) is. A modell azonban a helyi idő szerinti változást nem írja le, s különösen a déli órákban jelentősen alulbecsli κ értékét. Ennek az az egyik oka, hogy a modellben a $\Sigma H/\Sigma P$ arányt egy konstansban rögzítették.

A κ MLT szerinti függését THY és NUR esetében részletesebben is megvizsgáltam. Amint arról a 8.13(a) és a 8.13(b) ábrák tanúskodnak, κ a helyi idővel csak kis mértékben változik. Tihany esetében egész nap a 0,4-1,4-es tartományban marad egy kisebb helyi csúccsal 10-11 MLT között, valamint egy hosszabban elnyúló éjszakai maximummal. A minimumok 06-07, illetve 14-15 MLT között jelentkeznek. Nurmijärvi esetében a reggeli órákban és nappal az arány stabilan 0,4-0,5, csak az esti órákban kezd emelkedni, s éjfél körül éri el maximumát ($\approx 0,8$).



8.13. ábra. A felszíni (tele kör) és a műholdon (X) megfigyelt jelenenergia (fent), valamint a κ (lent) MLT szerinti függése (a) Tihany, (b) Nurmijärvi esetében, 2003. január-áprilisi átlagértékek

8.5. Összegzés

1. Az upstream eredetű Pc3-as pulzációk statisztikai vizsgálatát az azonosításukra általam kidolgozott, egyszerűen automatizálható eljárás tette lehetővé. Az eljárásnak két változata van. Az egyik az ionosféra felett, pl. LEO-pályán keringő műholdak esetében alkalmazható. Itt ugyanis az upstream eredetű jelek és az erővonal- vagy héj-rezonanciaként megjelenő rezo-

náns válasz más-más komponensben jelenik meg. Az UW eredetű hullámokat a kompressziós komponensben azonosítottam. A műhold gyors meridionális irányú mozgása ($4^\circ/\text{min}$) miatt a Fourier-transzformációra alapozott spektrális vizsgálatok is csak igen korlátozottan alkalmazhatók. Néhány perc alatt ugyanis a LEO-műholdak egészen különböző tartományokat járnak meg. A wavelet-transzformáció alkalmazásával ezt a problémát megfelelően kezelni lehetett.

Az UW eredetű pulzációk felszíni mérésekre alapuló azonosításában más jelenti a problémát. Itt az UW és FLR eredetű jelek ugyanabban a komponensben észlelhetők, ami különösen közepes szélességeken, ahol az UW és az FLR frekvenciája közel esik egymáshoz, okoz nagyobb nehézséget. A megoldást itt az egy meridián mentén észlelt pulzációk spektrumának egyfajta átlagolása, az n -jelből számolt keresztspektrum jelentette. Ez esetben a Wavelet transzformáció alkalmazása nem lenne szükségszerű, a Fourier-transzformációval is megfelelő eredményre juthatnánk, azonban a műholdas-földi adatokat egyaránt használó elemzések, összevetések megkövetelik az adatok azonos feldolgozását.

Az eljárásokkal azonosított eseményeken végzett statisztikai vizsgálatok igazolták az azonosított jelek UW eredetét, egyszersmind demonstrálták az eljárások használhatóságát.

2. A CHAMP minden korábbi LEO műholdnál jobb adatainak (nagyobb felbontás, kisebb zaj, pályajellemzők) köszönhetően először sikerült a Pc3 sávba eső kompressziós hullámaktivitást globálisan feltérképezni a felső ionoszférában. A globális eloszlás az egyenlítő táján, valamivel a helyi dél előtt mutat maximumot, az ennek a csúcsnak megfelelő aktivitás a nap-pali oldalon (06-18 MLT), közepes és alacsony szélességen ($\pm 60^\circ$ mágneses szélesség között) azonosítható. Magasabb szélességeken, feltehetően erővonal menti áramokkal összefüggő, intenzív jelek lehetetlenítik el az UW eredetű pulzációk azonosítását. Az éjszakai oldalon nem várható UW eredetű jelek felbukkanása. Az éjfél előtt talált maximumokat ionoszféra irregularitások, ún. plazmabuborékok okozzák.

3. Az általam kidolgozott eljárással azonosított események UW-eredetét statisztikai vizsgálatokkal igazoltam. A pulzációk amplitúdója és a napszél-sebesség, illetve a helyi idő (tkp. a Nap zenitszöge) közötti összefüggés igazolása mellett, különös jelentőségű a pulzációk amplitúdója és a kúpszög közötti, az UW-kre jellemző függés igazolása, s mindenekelőtt az azonosított események frekvenciája és a bolygóközi mágneses tér nagysága között talált összefüggés. Ez utóbbi két viselkedés specifikusan az UW-kre jellemző. Ezzel elsőként sikerült igazolni UW eredetű hullámok jelenlétét LEO pályamagasságban. Bár ez a lehetőség a korábban, mások által végzett esettanulmányok kapcsán is felvetődött, egy-egy esemény elemzése alapján nem lehetett az UW-eredetet kétséget kizáróan igazolni, ehhez mindenképpen több esemény statisztikai vizsgálatára volt szükség. Az észlelt események UW eredete mellett szól a tapasztaltak és a Pilipenko és Fedorov által kidolgozott MHD-modellen alapuló számítások összevetése is. Az ionoszféra felett és a felszínen észlelt jelek amplitúdóarányának

vizsgálata alapján ki lehetett zárni azt a lehetőséget, hogy a felső ionoszférában kétségtelenül megfigyelhető kompressziós hullámok esetleg a nyírási Alfvén-hullámok visszaverődése során keletkeznek (mód konverzió).

4. A foreshockban keletkező UW-k napszél okozta Doppler-csúszását leíró egyszerű modell alapján elsőként mutattam meg, hogy a Földhöz képest nyugvó műholdon észlelt, anomális Doppler-csúszást szenvedett frekvencia kis mértékben függ a bolygóközi tér irányítottságától. Az összefüggést empirikus adatokon is sikerült igazolni.

5. Az UW eredetű hullámok jellemzőinek statisztikai vizsgálata lehetőséget teremtett az UW-ket keltő, a fejhullámról visszavert ionok sebességének becslésére is. A kapott sebességértékek összhangban vannak mások elméleti úton kapott eredményeivel és a foreshockban végzett in-situ mérésekkel. Megmutattam azt is, hogy a visszavert ionok sebessége és a kúpszög közötti összefüggés egyenes következménye a kúpszög és az UW frekvencia függetlenségének. Közvetett módon ez az eredmény is arra utal, hogy a magnetoszférában megfigyelhető UW-k a fejhullám orrának közvetlen közelében keletkeznek, a visszavert ionokra kapott sebesség ugyanis az itt reflektált ionoknak a bolygóközi mágneses tér menti sebességkomponensével arányos.

9. fejezet

Erővonal-rezonanciák: CHAMP észlelések

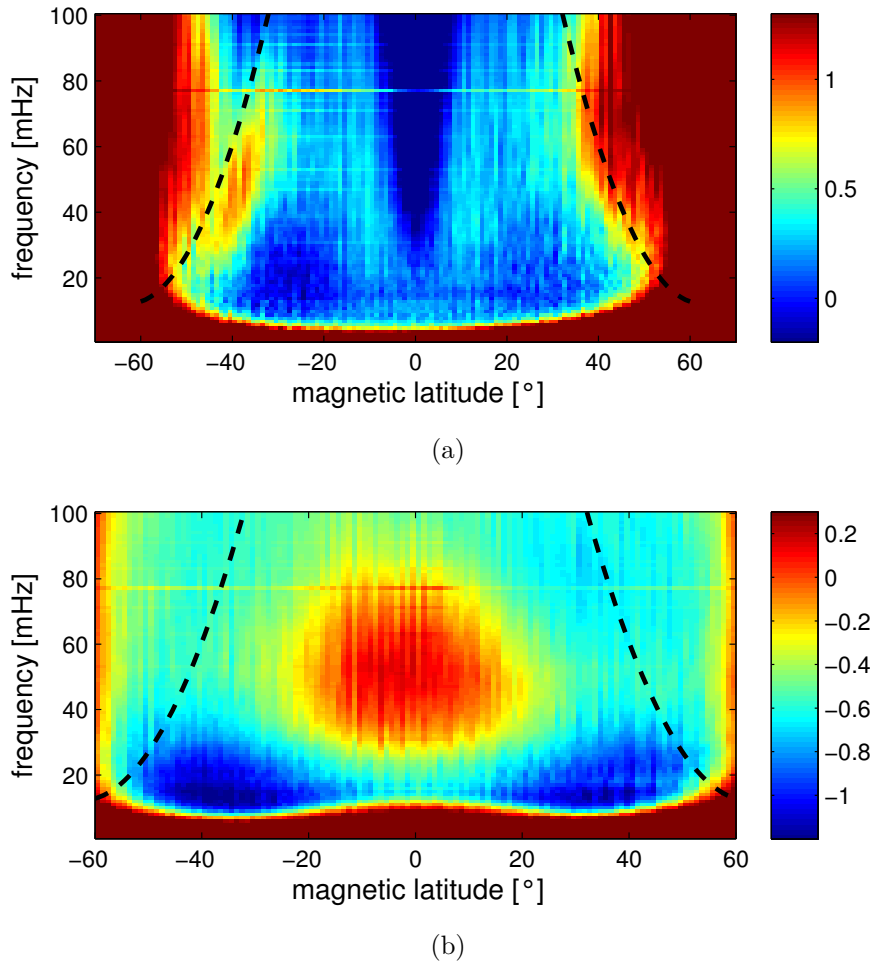
Az utolsó fejezetben a CHAMP-műhold erővonal-rezonancia-megfigyeléseinek vizsgálatával foglalkozom. Az itt közlendő vizsgálatokat megelőzően mindössze néhány LEO-műholdon észlelt FLR-eseményt sikerült leírni, esettanulmány keretében elemezni (Vellante et al., 2004; Ndiitwani and Sutcliffe, 2009, 2010). Nem véletlen az elemzések csekély száma, az FLR-ek megragadása a gyors mozgású LEO műholdak adataiban igen sok nehézséggel jár (Verő et al., 1998), s különleges technikákat igényel (Ndiitwani and Sutcliffe, 2010). Ez ad különös jelentőségét az itt tárgyalt statisztikai vizsgálatoknak. A bemutatandó eredményeket ismertető cikk a *Journal of Geophysical Research* c. folyóiratban jelent meg (Heilig et al., 2013). Az itt összefoglalt eredmények a saját munkám eredményei.

2003-ban a CHAMP-műhold 330-szor haladt át nappal Hermanus felett, legfeljebb 10° hosszúsági eltéréssel. Ez a szám mind a dél felé, azaz a pólus (P) felé, mind az észak felé, azaz egyenlítő (E) felé haladó áthaladásokat magába foglalja. A 330-ból 232 esetben sikerült a földfelszíni FLR frekvenciát a 5.3.4-ben ismertetett fázis-gradiens módszerrel meghatározni. A gradiens módszer alkalmazása során a hermanusi adatokat a sutherlandi adatokkal kombináltam. A 232 esetből 150-szer a pólus, 82 esetben pedig az egyenlítő felé haladt a CHAMP-műhold. A maradék 98 esetben nem sikerült a felszíni rezonáns frekvencia meghatározása. Ennek oka legtöbbször az igen alacsony hullám-aktivitás volt, amely a fázisviszonyok meghatározását ellehetetlenítette.

Azokat az időszakokat, amikor a felszíni FLR frekvenciát sikerült, illetve nem sikerült meghatározni, külön-külön is megvizsgálva, a napszélességek és a kúpszögek eloszlása jelentősen eltér. A napszélesség módusza az előbbi esetben 550 km/s, míg az FLR nélküli esetekben 400 km/s volt. A kúpszögek módusza is jelentős aszimmetriát mutatott (30° és 80°).

9.1. A CHAMP mozgásából adódó Doppler-csúszás

Korábban több szerző (Vellante et al., 2004; Ndiitwani and Sutcliffe, 2009) is felhívta a figyelmet a LEO pályán haladó CHAMP által megfigyelt, valamint a felszínen észlelt FLR-ek közötti Doppler-csúszásra. Ez a Doppler-csúszás a hégrezonanciák térbeli fázisviszonyainak időbeli leképezéséből adódik. A következőkben a CHAMP észlelte FLR-ek és a hozzájuk tartozó Doppler-csúszások első statisztikai vizsgálatának eredményeit foglalom össze. Megjegyzem, hogy az előző fejezetben vizsgált kompressziós hullámok esetében hasonló hatással nem kellett számolni. A magnetopauza orra felől az ionosféra felé tartó hullámok terjedési iránya ugyanis nagyjából merőleges a CHAMP pályájára.



9.1. ábra. Átlagos nappali (07:00-15:00 MLT) ULF hullám-energia a frekvencia és a mágneses szélesség függvényében (a) a toroidális és (b) a kompressziós komponensben a CHAMP 2003. január 15. és május 25. között végzett észlelései alapján. A szaggatott fekete vonal a felszíni FLR frekvenciákra illesztett másodfokú polinóm.

Elsőként a kompressziós illetve a toroidális komponensben észlelt ULF hullámenergia

átlagos eloszlását mutatom be a frekvencia (vertikális skála) és a mágneses szélesség (horizontális skála) függvényében (9.1(a) és 9.1(b) ábrák). A bemutatott, átlagos meridionális spektrumok a 2003. január 15. és május 25. közötti időszakban (azaz a márciusi nap-éj-egyenlőség körüli 131 napos intervallumban) 07:00 és 15:00 MLT között végzett észlelések alapján készültek. Az ábrán feltüntetett szaggatott vonal a felszínen ugyanebben az időszakban észlelt átlagos FLR frekvenciákra illesztett másodfokú polinom. A felszíni adatok a gradiens-módszeren alapulnak, s a HAN-NUR, NCK-THY MM100 (lásd 5.1 táblázat), illetve az RNC-AQU SEGMA állomáspárok észlelései alapján határoztam meg. A megfelelő mágneses szélességek: 57.9° , 42.6° , 37.8° , a megfelelő FLR frekvenciák: 14.2 mHz, 50.0 mHz, and 70.5 mHz.

Szélesség-függő frekvenciájú transzverzális hullámok jól azonosíthatók a $-45^\circ - -25^\circ$ szélességtartományban (9.1(a) ábra). A szélességfüggő frekvenciamenet nagyjából párhuzamosan fut a felszínen észlelt FLR frekvenciákat reprezentáló fekete szaggatott vonallal. A CHAMP észlelte frekvenciák alacsonyabbak a felszínen észlelteknél. A későbbiekben megmutatom, hogy ezek a transzverzális hullámok Doppler-csúszást szenvedett FLR-ek. A vizsgált időszakban a CHAMP a pólus felé haladva haladt át Hermanus fölött, ami az észlelt FLR frekvencia látszólagos csökkenését vonta maga után. Az átlagosan észlelt csökkenés 20-25 mHz volt. Az északi féltekén éppen ellenkezőleg, a felszíni frekvenciáknál magasabb frekvenciákon jelentkezett jelentősebb hullám-aktivitás, szintén szélesség-függő frekvenciával. Ez szintén a Doppler-hatásra utaló eredmény. Minthogy az északi féltekén a vizsgált időszakban a CHAMP az egyenlítő felé haladt, az észlelt frekvencia Vellante et al. (2004) modelljének megfelelően a valóságnál nagyobbak adódott.

A kompressziós komponensben (9.1(b) ábra) a $-30^\circ - 30^\circ$ szélességtartományban a 30–80 mHz-es sávban megfigyelt aktivitás a korábbi fejezetekben részletesen tárgyalt upstream eredetű hullámoknak felel meg.

9.2. Az FLR-ek energiaforrása az UW tevékenység

A 9.1(a) és 9.1(b) ábrák amellet tanúskodnak, hogy az FLR-ek forrása, legalábbis a plazmapauzán belülieké, az upstream ULF hullámokban keresendő. Az UW aktivitás a $-30^\circ - 30^\circ$ mágneses szélességtartományban, a 30-80 mHz közötti sávban volt a legnagyobb. A vizsgált időszakban a bolygóközi mágneses tér, B_{imf} átlaga (módusza) 7,45 nT (6,65 nT) volt, ami $f_{uw} = 44,7$ mHz (39,9 mHz) domináns frekvenciának felel meg (Heilig et al., 2007b, 2010). Bár a CHAMP által megfigyelt kompressziós hullámok domináns frekvenciájának módusza valamivel magasabb, 51–53 mHz volt, az UW frekvenciák várható és megfigyelt frekvencia-sávja igen hasonló volt. A várható UW frekvenciaértékek 96%-a 20–80 mHz között volt.

A toroidális komponensben jelentkező, FLR-ekhez köthető jeleket ugyanebben a frek-

venciasávban lehetett észlelni, de magasabb szélességeken. Úgy vélem, hogy a két komponensben tapasztalható aktivitás ugyanarra a forrás-aktivitásra, azaz az UW aktivitásra és a magnetopauza orrától befelé haladó hullámok energiájának a hullám-csatolásokon keresztüli újraelosztására vezethető vissza. Ahogy a korábbiakban láthattuk, az UW eredetű hullámok a magnetopauza orrának környékén, azaz a szubszoláris pontnál lépnek be a magnetoszférába. A magnetoszférában az eredetileg kompressziós (gyors) módusú hullámok tetszőleges irányban terjedhetnek, fázissebességük az Alfvén-sebesség. Az erősen inhomogén közegben a kompressziós módusú hullámok nyírási Alfvén módusú hullámokat indítanak el, amelyek az erővonalak mentén terjednek tovább. A csatolás annál az erővonalnál a legerősebb, amelynek sajátfrekvenciája éppen a forrás UW-aktivitás domináns frekvenciájával egyezik. A feltételezett UW forrás megfigyelt frekvenciasávja (30-80 mHz) azon erővonalak sajátfrekvenciájának felel meg, amelyek ionoszférabeli talppontjai a 30°-45°-os szélességtartományban vannak (vö. 9.1(a) ábra, fekete szaggatott vonal). Ez pedig éppen az a tartomány, ahol a CHAMP a Doppler-csúszott FLR-eket megfigyelte! Mint e fejezet elején láttuk, FLR-ek általában akkor azonosíthatók, amikor az UW-k számára kedvezők a körülmények a bolygóközi térben, azaz amikor a napszélsebesség nagy, illetve a kúpszög kicsi. Ez arra utal, hogy a rezonanciákat keltő energiaforrás legalább részben az előzőekben részletesen vizsgált upstream hullámtevékenység. Mindebből együtt pedig valószínűsíthető, hogy a CHAMP-által megfigyelt FLR-ek végső forrása az UW tevékenység.

Azokon a szélességeken, ahol a CHAMP az FLR-eket észlelte, az UW eredetű kompressziós hullámok kevésbé intenzívek. Ennek ellenére még itt is megfigyelhetők, amint azt Vellante et al. (2004), Ndiitwani and Sutcliffe (2009, 2010) tanulmányai és saját eredményeink mutatják. Amit az ionosféra felett mint kompressziós hullámot megfigyelhetünk, az már csak maradványa az UW eredetű aktivitásnak. Ez a forrásaktivitásnak a magnetoszférabeli terjedés során a nyírási Alfvén hullámmódusba nem konvertált része (Heilig et al., 2007b; Pilipenko et al., 2008).

9.3. A Doppler-hatás vizsgálata

Vellante et al. (2004) számoltak be először egy CHAMP által megfigyelt FLR Doppler-csúszásáról. Egy az egyenlítő felé tartó pályaszakaszon azt tapasztalták, hogy az ionosféra fölött a toroidális komponensben érzékelt frekvencia magasabb volt, mint a felszíni (olasz SEGMA-állomások) FLR frekvencia, és magasabb, mint a CHAMP által a kompressziós komponensben UW eredetűnek feltételezett hullám frekvenciája. Az eltérést a Doppler-hatással magyarázták, amelynek oka a műhold gyors áthaladása a rezonáns tartományon, ahol az FLR fázisa 180°-kal változik (lásd 5.3 ábra). Ndiitwani and Sutcliffe (2009) éppen ellenkező előjelű eltérést tapasztalt egy olyan esemény vizsgálatakor, melynek során a CHAMP a pólus

felé (azaz ellenkező irányban) tartva haladt át a rezonáns tartományon. Mindkét megfigyelés arra utal, Hughes et al. (1978) és Walker et al. (1979) eredményeivel összhangban, hogy a fázis a magasabb szélességeken "késik" az alacsonyabb szélességekhez képest. Statisztikai vizsgálatunk eredménye megerősítette ezt a képet.

A megfigyelésekkel összevetést célul tűzve szimulációt végeztem egy LEO műhold által potenciálisan észlelt Doppler-csúszás modellezésére. A modell alapján megegyezik Vellante et al. (2004) modelljével, amely viszont Green et al. (1993) eredményeit hasznosítja. A B_{tor} komponens komplex amplitúdójának szélesség szerinti variációja a (5.10) egyenlet alapján így írható:

$$B_{tor}(\zeta, f) = \frac{B_R(f)}{1 + i\zeta}, \quad (9.1)$$

ahol $B_R(f)$ a toroidális mágneses térerősség a rezonáns pontban, $\zeta = (x - x_R(f))/\varepsilon_m$ a rezonáns ponttól a meridián mentén mért és a rezonancia félszélességgel (ε_m) normált távolság, x az egyenlítő felé mutat, i pedig az imaginárius egység (Green et al., 1993; Vellante et al., 2004). Modellünkben egy 50 mHz-es rezonanciát feltételezünk a 43° mágneses szélességen, $B_{R0} = 1$ nT amplitúdóval (a kezdőfázist $\varphi_0 = 0^\circ$ -nak választottuk). Az FLR alakja tehát:

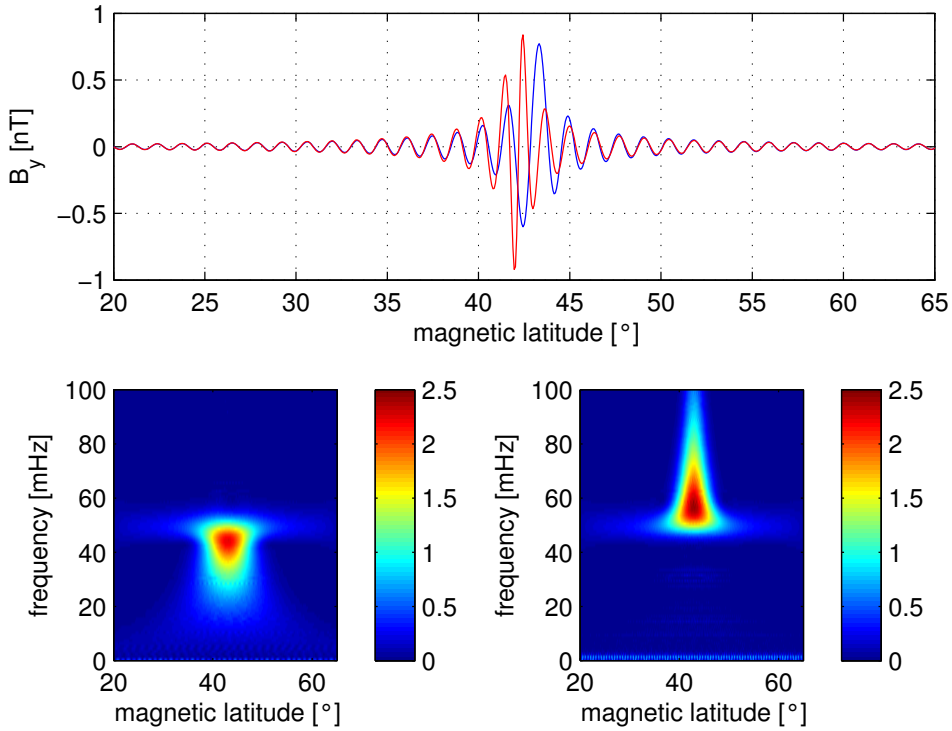
$$B_R(f) = B_{R0}(f)e^{-i(2\pi f + \varphi_0)t}. \quad (9.2)$$

Az (9.1) és (9.2) egyenletekből a toroidális komponens nagysága és fázisa a meridián bármely pontján, bármely időpontban számítható. Azonban emlékeztetünk rá, hogy az (9.1) egyenlet csak a rezonancia közelében írja le jó közelítéssel a térbeli amplitúdó- és fázisviszonyokat (Green et al., 1993). Példánkban a rezonancia félszélessége 50 km, a LEO műhold pedig a 20° (65°) geomágneses szélességről kiindulva a pólus (egyenlítő) felé mozog $v_{champ} = 7,6$ km/s sebességgel (CHAMP pályamenti sebessége).

A 9.2 ábra a szimuláció eredményeként adódó megfigyeléseket összegzi. A felső panelben látható kék (piros) görbék a pólus (egyenlítő) felé tartó pályaszakaszon észlelt jelek.

Az ábrából világosan kitűnik, hogy az észlelt amplitúdók a valósánál többnyire kisebbek (legfeljebb akkorák, mint a valósak) a műhold viszonylagosan nagy sebességének és véges mintavételi frekvenciájának következtében. Továbbá, az egyenlítő felé irányuló pályaszakaszon észlelt látszólagos amplitúdók általában nagyobbak, mint a pólus felé irányuló szakaszokon észlelteket. Ennek oka, hogy a pólus (P) felé tartó szakaszokon a műhold lemarad a jel egy fél ciklusáról (a rezonancia körüli 180° -os fázisváltozás miatt), míg egy egyenlítő (E) felé tartó pályaszakaszon a műhold a földi megfigyelőhöz képest egy "extra" fél ciklust is észlel. Így az E szakaszokon a műhold nagyobb eséllyel vesz mintát a valós jelből az amplitúdó-maximum közelében. Ennek ellenőrzésére kiszámítottam a műholdon (CHAMP B_{tor}) és a felszínen (HER H) észlelt amplitúdók arányát. Valóban, ez az arány a P esetekben kisebb volt (6,2), mint az E esetekben (10,4). A látszólagos amplitúdó tehát erősen függ a mintavételi frekvenciától. A mintavételi frekvencia növelésével ez a hatás egyre kevésbé érvényesülne.

A 9.2 ábra alsó paneljeiben az észlelt jelek folyamatos wavelet transzformáltjából származtatott dinamikus spektrumai láthatók. A Doppler-csúszás mindkét esetben jól kivehető. A P esetben (balra lent) az észlelt frekvencia éppen a rezonáns héj (43° mágneses szélesség) közelében, ahol a fázisváltozás a leggyorsabb, a legalacsonyabb (45 mHz). Az E esetben (jobbra lent), a Doppler-csúszott frekvencia 58 mHz. Mi több, a modellben monokromatikusként felvett, 50 mHz-es jel széles sávú aktivitásként képződik le, hasonlóan az 9.1(a) ábrán bemutatott esetekhez. A P esetekben a spektrum szintén kiszélesedik, de kisebb mértékben. (A spektrumok kiszélesedése a folytonos wavelet transzformáció felbontásából adódik.) Ugyanez látható a 9.1(a) ábrán is.



9.2. ábra. (Fent) Szimulált FLR-jel, ahogy a pólus (kék), illetve az egyenlítő felé (piros) tartó LEO-műhold 1 Hz-en vett mintáiban megjelenne. (Lent) a pólus/egyenlítő felé tartva észlelt jel wavelet-spektruma (bal/jobbb).

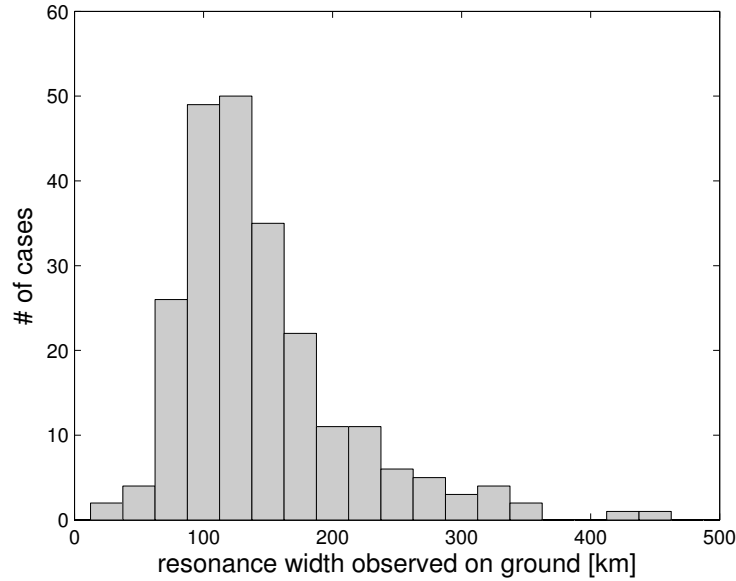
A tapasztalt Doppler-csúszást összevetettem az elmélet által jósolt értékekkel. Bár a szimuláció maga is a modellre épül, a mintavételezés és a feldolgozás lépései szisztematikus mérési hibára vezetnek. A modell alapján a Doppler-csúszás mértéke a rezonáns héj környékén az (9.1) egyenlet alapján $df = f_{FLR}(v_{champ}/2\pi f\varepsilon_m)$, ami közvetlenül a rezonáns erővonalnál az alábbi módon egyszerűsödik:

$$df = v_{champ}/2\pi\varepsilon_m. \quad (9.3)$$

Esetünkben ($\varepsilon_m = 50\text{ km}$, $v_{\text{champ}} = 7,6\text{ km/s}$) ebből a formulából $|df| = 24,2\text{ mHz}$ eltolódás következik, azaz a szimuláció során megfigyeltnél 3-5-ször nagyobb. Ez azt jelenti, hogy az alkalmazott eljárások legalább ilyen mértékben alulbecsülhetik a Doppler-hatás mértékét.

9.4. A rezonancia-szélesség becslése

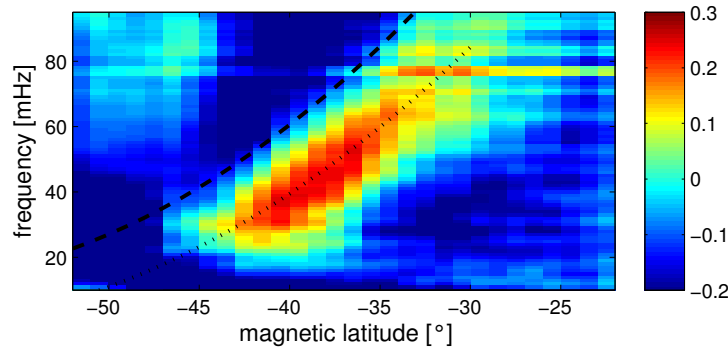
A rezonanciának a földfelszínen érvényes félszélessége, ε a felszíni mérésekből közvetlenül megbecsülhető a $\varepsilon = dx/(2t \tan(\delta\phi_{\text{max}}/2))$ (Green et al., 1993; Vellante et al., 2004), ahol $\delta\phi_{\text{max}}$ az FLR frekvencia meghatározásához használt két állomáson észlelt jelek közötti legnagyobb fáziskülönbség (ez az a maximum, ami az FLR-t azonosítja), dx az állomások közötti meridionális távolság (a SUT-HER állomáspár esetében 225 km). Adatbázisunkban $\delta\phi_{\text{max}}$ átlaga és módusza 81° illetve 90° . A 9.3 ábrán az így számított rezonancia-félszélességek hisztogramja látható. A megvizsgált esetekre az átlag 146 km-nek, a legnagyobb érték 420 km-nek adódott.



9.3. ábra. A felszíni észlelésekből becsült rezonancia-szélességek hisztogramja.

Az ionoszférában különböző szélességeken folyó, FLR-ekhez köthető Hall-áramok tere a felszínen integrálódva jelenik meg, azaz egy-egy megfigyelőponton különböző szélességeken működő FLR-ek jele egyszerre, integrálva jelenik meg. Ennek a térbeli integrációnak köszönhetően a felszínen észlelt rezonáns szélesség nagyobb, mint magnetoszférabeli megfelelője, ε_m . A két mennyiség közötti összefüggést Pilipenko and Fedorov (1994) egyszerű formulával adta meg: $\varepsilon_m + h = \varepsilon$, ahol $h = 110\text{ km}$ az ionosféra E-rétegének a földfelszíntől mért magassága. Mindebből az következik, hogy a CHAMP magasságában a rezonáns félszélesség

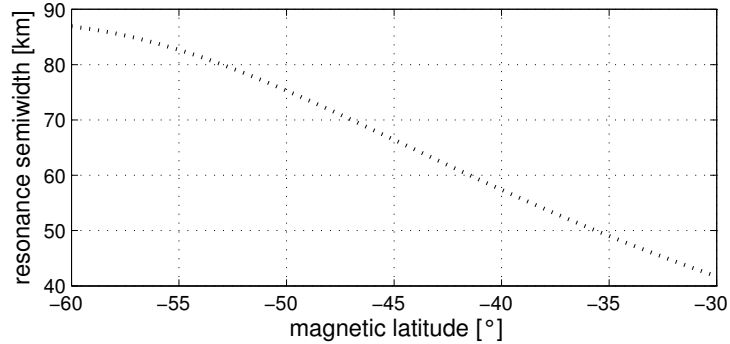
mintegy 30-40 km. Egyszersmind az is következik, hogy a 110 km alatti ε értékek irreálisak (vö. 9.3 ábra), legalábbis Pilipenko et al. modellje alapján nem értelmezhetők. A 110 km-es határérték 91° fáziskülönbségnek felelne meg, ami igen közel van az $L = 1,8$ héjnal tapasztalt átlagértékhez (81°). Meg kell azonban itt jegyezni, hogy Vellante et al. (2002) is találtak hasonlóan irreálisztikusan alacsony értékeket. Verő és Miletits például 100 km-nek határozta meg a felszíni rezonáns fészélességét közepes szélességekre (Verő and Miletits, 1994). Nem világos, hogy ezek az eredmények a megfigyelések vagy a feldolgozásra használt eljárások hibáinak, hiányosságainak a következményei-e, vagy esetleg az alkalmazott modell tökéletlenségéből fakadnak.



9.4. ábra. A 9.1(a) ábra egy újraszámolt, kinagyított részlete, amely a Doppler-csúszással észlelt FLR-kontinuumot mutatja. A szaggatott fekete vonal a felszínen észlelt átlagos FLR frekvenciákat reprezentálja, mint a 9.1(a) ábrán. A pontozott fekete vonal a CHAMP FLR észleléseire illesztett görbe ($0,85x f_{FLR} - 12$ mHz).

A megfigyelt Doppler-csúszás értékek egy a fentitől független lehetőséget adnak a rezonáns héjak szélességének becslésére. A 9.4 ábra a 9.1(a) ábra egy újraszámolt, kinagyított részletét ábrázolja. Ebben a spektrum szűrésével emeltem ki a megfigyelt FLR-kontinuumot; a spektrumot előbb simítottam (3 mHz \times 3° mágn. szélesség méretű cellákra alkalmazott 2D konvolúciós szűrővel), majd a háttérrel (amely itt a 30 mHz \times 10° mág. szélesség méretű cellákra alkalmazott 2D konvolúciós szűrővel simított spektrum) levontam. A szaggatott fekete vonal ugyanaz, mint a 9.1(a) ábrán, azaz a felszínen észlelt átlagos FLR frekvenciákat reprezentálja. A pontozott fekete vonal a CHAMP FLR észleléseire a földi FLR észlelések transzformálásával illesztett görbe ($0,85 \cdot f_{FLR} - 12$ mHz). A két illesztésből a Doppler-csúszás mértéke a mágneses szélesség függvényében könnyedén megbecsülhető. A (9.3) egyenlet alkalmazásával pedig a rezonancia-szélesség is számítható. A becslés eredménye a 9.5 ábrán látható. Ebből a SUT-HER állomáspár környékére $\varepsilon_m \approx 60$ km adódik, azaz valamivel nagyobb érték, mint a földi mérésekből származtatott (30-40 km). Azonban, tekintetbe véve, hogy az alkalmazott spektrumszámítási módszer a Doppler-csúszás mértékét többszörösen alulbecsli, a valódi értékek 10-30 km körüliek lehetnek (df és ε_m fordítottan arányosak). Mindezek

alapján megállapítható, hogy a csupán felszíni méréseken alapuló, illetve a LEO műhold által észlelt Doppler-csúszásból kiinduló módszerek nagyságrendileg azonos eredményre vezetnek.



9.5. ábra. A Doppler-csúszásból számolt rezonancia-félszélesség a mágneses szélesség függvényében.

Korrekció nélküli eredményeink igen közel állnak mások más módszerrel kapott korábbi becsléseihez. Módszerünk az $L = 1,6$ héjra $\varepsilon_m = 54$ km-t adott, ami összhangban van a Vellante et al. (2002) által erre a szélességre kapott értékekkel (ε tipikus értékét itt 150-200 km-nek találták). Az $L = 1,8$ héjra Menk et al. (1994) által kapott érték 175 km volt, ami igen közel áll eredményünkhöz: $\varepsilon_m = 62$ km ($\varepsilon = 172$ km), és nincs messze a földi (SUT-HER) észlelésekből kapott értéktől sem: $\varepsilon_m = 36$ km ($\varepsilon = 146$ km). Végezetül $L = 3,6$ héjra kapott értékünk, $\varepsilon_m = 86$ km sincs messzi Baransky et al. (1989) megfigyelésétől ($\varepsilon = 150$ km).

A CHAMP méréseire alapozott becslésünk az Alperovich and Fedorov (2007, 177 o.) vékony illetve vastag ionoszféra-modelljein alapuló modellszámításai közé esnek. Alperovich and Fedorov (2007) számításai azt mutatják, hogy a rezonancia félszélessége az ionoszféra felett az $L = 2$ héjtól az $L = 4$ héjig 10 km-ről (25 km-ről) 30 km-re (65 km-re) nő a vékony (vastag) ionoszféra-modellben. Mind a felszíni, mind a korrigált ionoszféra feletti méréseken alapuló becslések jól egyeznek a modellekkel az alacsonyabb szélességeken. Azt is fontos megjegyezni, hogy a modell-értékek erősen függnék a geomágneses aktivitástól. Az idézett modellek szerint a rezonáns héjak vastagabbak, amikor a plazmapauza közelebb kerül a felszínhez, azaz mágnesesen háborgatott időszakokban. Eredményünk pontosságát csökkentheti, hogy azok olyan átlagértékeken alapulnak, amelyek különböző hosszúsági szektorokban végzett CHAMP-mérésekből származnak, míg a földi észlelések egyetlen meridián mentén történtek. Márpedig a plazmaszférában számottevő hosszúsági aszimmetriák lehetnek jelen.

Mindezek mellett a fenti vizsgálatok utat nyithatnak a közelgő, három CHAMP-szerű műholdból álló SWARM-misszió FLR-észleléseinek értelmezéséhez. A több műholdon alapuló technikákkal az FLR-ek azonosítása egyszerűsödik, s lehetővé válhat az FLR-ek LEO megfigyelésekre alapozott monitorozása, s ebből a plazmaszféra sűrűségének becslése.

9.5. Összegzés

A CHAMP által észlelt erővonal-rezonanciák vizsgálatának eredményei az alábbiakban foglalhatók össze:

1. A vizsgálatok igazolták, hogy az FLR-ek fő forrása a nappali UW tevékenység. FLR-ek mindig megfigyelhetők, amikor a nekik megfelelő frekvencián a gerjesztésükhöz szükséges UW aktivitás jelen van, azaz előfordulásuk feltételei igen hasonlóak az UW hullámok számára kedvező feltételekhez. Mindezt a vizsgált FLR események idején mért napszélességek és kúpszögek eloszlása is igazolta. Még fontosabb azonban a meridián mentén felvett spektrumok tanúsága. Az FLR-ek éppen abban a szélességtartományban a legintenzívebbek, ahol sajátfrekvenciájuk az átlagos UW frekvenciasávba esik. Ugyanakkor az UW aktivitásnak megfelelő kompressziós energia éppen az egyenlítő környékén és az alacsony szélességeken maximális, azaz ott, ahol a két módus közötti csatolás nem jön létre. A megfigyelt energiaeloszlások így áttételesen a magnetopauza orrától induló terjedés mellett is tanúskodnak.

2. Alacsony földpályán keringő műhold mágneses észleléseiből elsőként sikerült statisztikai vizsgálattal kimutatni FLR-ek jelenlétét. Ez jelentős előrelépés a korábbi, szórványos esettanulmányhoz képest. Az eljárás elsőként tette lehetővé a CHAMP mozgásából adódó Doppler-hatás igazolását, szintén statisztikai módszerrel. Az észlelt Doppler-csúszások nagysága és előjele összhangban van a rezonancia leírására korábban kidolgozott modellekkel.

3. A Doppler-csúszás megfigyelése új, a korábban ismertektől független lehetőséget teremtett a rezonancia-szélesség becslésére. A módszer a rezonancia-szélességet ráadásul a mágneses szélesség függvényében adja meg. A számolt rezonancia-szélességek összhangban vannak a korábbi becslésekkel, modellekkel és in situ mérésekkel.

10. fejezet

Összefoglalás, tézisek

Ebben a dolgozatban a közepes geomágneses szélességen megfigyelhető nappali Pc3-as típusú pulzációkra, elsősorban azok dominánsan upstream eredetűre vonatkozó eredményeimet foglaltam össze. Számos ponton sikerült hozzájárulnom a jelenség alaposabb ismeretéhez, néhány még nyitott kérdés tisztázásához.

A korábban egy-egy esettanulmány keretében leírt jelenségek és az azok kapcsán megfogalmazott következtetések a legtöbb esetben inkább csak sejtésnek minősíthetők a kellően nagyszámú eseményen végzett statisztikai vizsgálat megerősítése híján. Az upstream eredetű Pc3-as pulzációk automatikus azonosítására általam kidolgozott eljárás tette lehetővé, hogy a jelenséget minden korábbinál nagyobb adatbázison vizsgálhassuk. A CHAMP-műhold merőben új lehetőséget teremtett. Mód nyílt a magnetoszfára hullámjelenségeinek globális vizsgálatára, méghozzá egy olyan tartományban, ahol a már a teljes magnetoszférán keresztülhaladt, egészen a felszínig lejutó, de az ionoszféra hatásától még mentes hullámok észlelhetők. Ugyanakkor éppen a CHAMP-pálya adottságainak és a nagyszámú földi megfigyelésnek köszönhetően, az adatok együttes feldolgozásával lehetővé vált az ionoszféra hatásainak közvetlen tanulmányozása is. Mindez korábban megfelelő adatok híján nem volt lehetséges.

Azt a feltevést, hogy a nappali Pc3-as pulzációk domináns forrása, legalábbis alacsony és közepes szélességeken az upstream ULF-tevékenység lehet, már az 1970-es években megfogalmazták. A kutatók egy jelentős részét azonban az első évtizedekben publikált eredmények nem győzték meg, s az 1980-as évektől más lehetőségek irányába tájékozódtak. A pulzációk és a napszél között feltárt összefüggéseket önmagukban nem tekintették megdönthetetlen bizonyítékoknak. A napszélebbességgel talált összefüggést ugyanis más mechanizmusok (pl. a Kelvin-Helmholtz instabilitás) is magyarázhatják. Másrészt, minthogy a napszélparaméterek változása a teljes magnetoszféra dinamikájára (pl. annak méretére) is hatással van, szükségszerűen a napszéljellemzők és a magnetoszférában észlelhető hullámok között is kell lennie valamilyen kapcsolatnak (Kivelson, 2006), az upstream hullámok nélkül is. Ennek a kapcsolatnak a magyarázatát a magnetoszféra rezonáns jelenségeiben keresték. Támogatta

ezt az elképzelést, hogy az első MHD-modellszámítások szerint úgy látszott, az upstream hullámok nem juthatnak le az ionoszféráig, hanem még a külső magnetoszférában visszaverődnek. A visszaverődés pedig éppen a keresett üregrezonancia kialakulásának kedvez. Az upstream hullámok ellen szólt az is, hogy a korábbi kutatás nem talált összefüggést a felszíni pulzációs aktivitás és egyes olyan napszéljellemzők (pl. sűrűség) között, amit pedig az upstream hullámok keletkezését leíró modellek megjósoltak. Arra, hogy a pulzációkat befolyásoló napszéljellemzők egymástól sem függetlenek, a kapcsolatok vizsgálatánál sokszor nem voltak kellő tekintettel.

Az upstream eredet elméletében is maradtak tisztázatlan pontok. Az egyik ilyen régi, még ma is gyakran feltett kérdés arra vonatkozik, hogy az alacsony szélességeken észlelt upstream hullámok hol juthatnak be a mágneses hüvelybe, s azon keresztül a magnetoszférába. Alapvetően kétféle elképzelés létezik. Az egyik szerint a belépés a fejhullám orra körül történik, a másik szerint a teljes kvázi-párhuzamos tartományban. Mindezek mellett vannak, akik a sarki tölcserék környékén bejutást is valószínűsítik. Ez azonban már inkább a magas szélességeken észlelt Pc3-as hullámokra vonatkozik, közepes és alacsonyabb szélességeken aligha játszhat szerepet.

Eredményeim nem csupán alátámasztják a korábban mások által a pulzációk és a napszél között talált összefüggéseket, hanem újabb érveket sorakoztatnak fel az upstream eredet és az orr közvetlen közelében történő belépés mellett.

Téziseimet az alábbiakban foglalom össze:

1. tétel A napszél-sűrűség szerepe a nappali Pc3-as pulzációs aktivitás szabályozásában

Multilineáris regressziós analízissel igazoltam a napszél sűrűségének szerepét a nappali Pc3-as aktivitás szabályozásában. Megmutattam, hogy a napszél sűrűségével feltárt kapcsolat nem valamely más napszélparaméterrel fennálló kapcsolat közvetett következménye csupán (6.1.1-6.1.3. fejezet).

Számos esemény vizsgálatával elsőként igazoltam a nappali Pc3-as pulzációk megszűnését extrém alacsony sűrűségi anomáliák (LDA) és szub-Alfvénikus események (SAE) idején (6.1.4-6.1.5. fejezet). Ezek az extrém események igen ritkák, így a napszél-sűrűség és a pulzációs aktivitás között a MLR analízissel talált összefüggésért biztosan nem tehetők felelőssé. Ugyanakkor új bizonyítékai a napszél és a felszíni pulzációk közötti kapcsolatnak.

A megfigyelésekre négy lehetséges magyarázatot adtam (6.1.6. fejezet). Ezek egyikét sem elemezte részleteiben egyetlen kutató sem, s mindeddig azok helytállóságát sem ellenőrizték

empirikus adatokon. A négy lehetséges mechanizmus a következő:

a) Upstream protonok hiányában nem jöhet létre az ion-ciklotron rezonancia. Ha kevesebb a részecske, a hullám-részecske kölcsönhatás során átadható energia, az instabilitás növekedési tényezője is kisebb. Ez lehet az elsődleges oka a Pc3-as pulzációk eltűnésének extrém alacsony plazmasűrűség ($\ll 2 \text{ cm}^{-3}$) mellett.

b) Ha N_p alacsony, a fejhullám, könnyebben áteresztővé, gyengébbé válik (azaz M_A is kicsivé lesz), s a protonok visszaverésének hatékonysága csökken, ami szintén az ULF aktivitás csökkenését eredményezheti. Visszaverődés hiányában lehetetlenné válik az UW-k gerjesztése.

c) A szub-Alfvénikussá ($M_A < 1$) váló napszél már nem képes a magnetoszféra felé visszacsöpörni a napszéllel szemben Alfvén sebességgel terjedő upstream hullámokat, s így azok semmiképpen sem juthatnak be a magnetoszférába. Az UW-k, még ha keletkeznének is, nem lehetnének a felszíni Pc3-as pulzációk forrása.

d) Alacsony sűrűség mellett a magnetopauza orrtávolsága jelentősen megnőhet, akár az átlagos érték négy-ötszörösére. Ha létezik valamiféle csillapítás a magnetoszférában, az szintén magyarázatot adhatna a Pc3-as amplitúdók tapasztalt csökkenésére. Az általam tárgyalt geometriai csillapítás önmagában elégtelen magyarázat. Lehetséges, hogy a Pc3-as aktivitás és a napszélssebesség összefüggését is részben ez a csillapítás magyarázza.

További foreshock-beli megfigyelésekre lenne szükség annak eldöntésére, melyik mechanizmus szerepe a döntő. A d) mechanizmus, a terjedési úttal valamilyen módon arányos amplitúdó-csökkenés, átlagos körülmények között is hat. Ezért azt gondolom, hogy ez a jelenség tükröződhet az MLR modell sűrűség-függésében. Ez az egyetlen mechanizmus, amely a sűrűség teljes értéktartományában befolyásolja a pulzációk erősségét.

2. tézis Automatikus eljárás kifejlesztése upstream eredetű események azonosítására

Az upstream eredetű Pc3-as pulzációk statisztikai vizsgálatát az azonosításukra általam kidolgozott, egyszerűen automatizálható eljárás tette lehetővé (8.1. fejezet). Az eljárásnak két változata van: az egyik a felszíni, a másik a LEO pályán észlelt jelek kiaknázására.

Az UW eredetű pulzációk felszíni mérésekre alapuló azonosításában a problémát az okozza, hogy az UW és FLR eredetű jelek ugyanabban a komponensben, keverten észlelhetők. Ez különösen közepes szélességeken, ahol az UW és az FLR frekvenciája közel esik egymáshoz, jelent nehézséget. A megoldást az azonos meridián mentén különböző szélességen észlelt pulzációk spektrumából számolt keresztspektrum számítása hozta meg. Az átlagolás a nagy területen koherens UW eredetű hullámokat kiemeli, míg a szélességfüggő erővonal-

rezonanciákat hatékonyan elnyomja. A módszer könnyen automatizálható, lehetővé téve az UW jelenség nagy adatbázison végrehajtott statisztikai vizsgálatát. A módszer alkalmazásához szükséges adatok a kezdeményezésemre 2001-ben létrejött, s azóta általam koordinált MM100 meridionális állomáshálózatból származnak.

Az ionosféra felett, LEO-pályán keringő műholdak esetében az upstream eredetű jelek és az erővonal- vagy héj-rezonanciaként megjelenő rezonáns válasz más-más komponensben jelenik meg. Ennyiben a helyzet egyszerűbb a felszíni észlelésekhez képest. Az UW eredetű hullámokat a kompressziós komponensben azonosítottam. Az alacsony pályamagasság miatt a kéreganomáliákra is tekintettel kellett lenni, hiszen azok az idősorokban fluktuációként jelentkezhetnek. A másik nehézség is a műhold pályájából adódik. A műhold gyors meridionális irányú mozgása ($4^\circ/\text{min}$) miatt a Fourier-transzformációra alapozott spektrális vizsgálatok csak igen korlátozottan alkalmazhatók. A wavelet-transzformáció alkalmazásával a nem stacionárius jeleket megfelelően lehetett kezelni.

A felszíni észlelések feldolgozásánál a wavelet-transzformáció alkalmazása nem szükséges, itt a Fourier-transzformáció is alkalmazható lenne, azonban a műholdas-földi adatokat együtt használó elemzések, összevetések megkövetelték az adatok azonos feldolgozását.

Az eljárásokkal azonosított eseményeken végzett esettanulmányok és statisztikai vizsgálatok (Heilig et al., 2007b,a; Sutcliffe et al., 2013) igazolták az azonosított jelek UW eredetét, egyszersmind demonstrálták az eljárások használhatóságát.

3. tézis A Pc3-as kompressziós és Alfvén-módusú hullámaktivitás globális eloszlásának feltérképezése

A CHAMP adatainak (nagyobb felbontás, kisebb zaj, pályajellemzők) köszönhetően először sikerült a Pc3 sávba eső kompressziós hullámaktivitást globálisan feltérképezni (8.3.1. fejezet). Az eloszlás az egyenlítő táján, valamivel a helyi dél előtt mutat maximumot, kiterjedése a nappali oldalon (06-18 MLT), közepes és alacsony szélességekre ($\pm 60^\circ$ mágneses szélesség között) korlátozódik. A magasabb szélességen észlelt jelek erővonalmenti áramoktól is eredhetnek, ezeket és az éjszakai jelenségeket részletesebben nem vizsgáltam.

A kompressziós hullámok eloszlása szubszoláris eredetre, azaz az UW-knek a fejhullám orránál történő belépésére utal. A szubszoláris maximum kialakításában azonban a már a magnetoszférában zajló folyamatok, mint a magnetopauza felől érkező kompressziós hullámok "becsatornázódása" az egyenlítői tartományba (Lee, 1996), vagy a hullámenergia csatolások útján végbemenő átcsoportosítása is igen fontos szerepet játszanak.

Az UW-hullámok szubszoláris belépését támogatja a közepes szélességen (Tihany) észlelt Pc3-as hullámok és a CHAMP által észlelt kompressziós hullámok közötti koherencia globális

eloszlása is (8.3.2. fejezet).

Elsőként vettem fel az erővonal-rezonanciák energiájának meridián menti eloszlását a felső ionoszférában (9.1-9.2. fejezetek). A vizsgálatnak a plazmapauza, pontosabban a plazmapauzán kívül folyó, az FLR-ek azonosítását ellehetetlenítő, intenzív erővonal menti áramok (Heilig and Lühr, 2013) szabtak határt.

A erővonal-rezonanciákat éppen abban a szélesség-tartományban lehetett észlelni, ahol az erővonalak sajátfrekvenciái a gerjesztő upstream eredetű aktivitás frekvenciasávjába estek. Ez azt támasztja alá, hogy az FLR-eket az UW eredetű kompressziós hullámok, s nem az üregrezonanciák keltik. Másrészt az UW aktivitásnak megfelelő kompressziós energia éppen az egyenlítő környékén és alacsony szélességeken maximális, azaz abban a tartományban, ahol a két módus közötti csatolás nem jön létre.

4. tézis Az upstream eredetű ULF-hullámok a magnetoszférán keresztül hatolva lejutnak az ionoszféráig

A CHAMP-műhold adatain végzett statisztikai vizsgálatok elsőként igazolták, hogy az upstream eredetű ULF-hullámok egészen az ionoszféráig hatolnak. A felső ionoszféra magasságában a déli és az északi 60° közötti mágneses szélességtartományban nappal (06-18 MLT) tapasztalható, a Pc3-as sávba eső kompressziós aktivitás dominánsan upstream eredetű (8.3.3. fejezet). A szubszoláris területen észlelt pulzációk amplitúdója és a napszélsebesség, illetve a helyi idő (tkp. a Nap zenitszöge) közötti összefüggés mellett, különös jelentőségű az amplitúdók és a bolygóközi mágneses tér kúpszöge közötti függés igazolása, s mindenekelőtt az azonosított események frekvenciája és a bolygóközi mágneses tér nagysága között fennálló összefüggés. Ez utóbbi két viselkedés specifikusan az UW-kre, a napszélsebességgel való kapcsolat az UW-kre *is* jellemző. Az észlelt események UW eredete mellett tanúskodik a tapasztaltak és a Pilipenko és Fedorov által kidolgozott MHD-modellen alapuló számítások összevetése is (8.4. fejezet). Empirikus eredményeink alátámasztják Lee (1996) modellszámításának eredményeit.

5. tézis Az UW frekvencia és a bolygóközi mágneses tér irányítottsága közötti összefüggés

A foreshockban keletkező UW-k napszél okozta Doppler-csúszását leíró egyszerű modell alapján elsőként mutattam meg, hogy az anomális Doppler-csúszást szenvedett frekvencia kis mértékben függ a bolygóközi tér irányítottságától is (8.3.4. fejezet). Az összefüggést az

empirikus eredmények is támogatják.

6. tézis A bolygóközi térállás nem magyarázza a délelőtt-délutáni aszimmetriát

Megmutattam, hogy a pulzációs aktivitásban tapasztalt délelőtt-délutáni aszimmetriát az általánosan elterjedt és ma is sokszor idézett vélekedéssel szemben nem az átlagos (Parker-spirálnak megfelelő) bolygóközi mágneses térállás okozza (7.2. fejezet). Az először Russell et al. (1983) által megfogalmazott feltételezés szerint az upstream hullámok a teljes kvázi-párhuzamos tartományban képesek lennének a fejhullám felületén áthatolni, s a magnetoszférában pulzációkként megjelenni. Ezzel szemben azt találtam, hogy a felszínen olyankor is délelőtti maximum tapasztalható, amikor a délutáni oldalra esik a kvázi-párhuzamos tartomány. Ez az eredmény inkább arra utal, hogy a magnetoszférába bejutó UW eredetű hullámok a bolygóközi tér állásától függetlenül mindig ugyanott lépnek be, azaz indirekt módon inkább az orrnál belépés elméletét támogatja.

A pulzációs aktivitásban tapasztalt délelőtt-délutáni aszimmetria magyarázatát tehát máshol kell keresni. Megmutattam, hogy az aszimmetria az aberrációval is csak részben magyarázható.

7. tézis A fejhullámról visszavert ionok sebességének becslése mint a szubszoláris eredetre utaló megfigyelés

A fejhullámról visszafordított részecskék sebesség-eloszlását in-situ mérésekből már jól ismerjük. Azonban, mivel ezek a részecskék keltik az upstream-hullámokat, a számolt és a megfigyelt sebességek összevetésével a hullámok keltését leíró elméleti modellek helyessége is ellenőrizhető. Ilyen vizsgálatot eddig magnetoszférában észlelt hullámokon korábban nem végeztek.

A kapott eredmények összhangban vannak mások elméleti úton kapott eredményeivel és a forshockban végzett in-situ mérésekkel (8.3.5. fejezet). Megmutattam azt is, hogy a visszavert ionok sebessége és a kúpszög közötti összefüggés egyenes következménye a kúpszög és az UW frekvencia függetlenségének. Közvetett módon ez az eredmény is arra utal, hogy a magnetoszférában megfigyelhető UW-k a fejhullám orrának közvetlen közelében keletkeznek, a visszavert ionokra kapott sebesség ugyanis az itt reflektált ionoknak a bolygóközi mágneses tér menti sebességkomponensével arányos.

8. tézis Új eljárás az FLR-ek rezonancia-szélességének becslésére egyidejű földi és LEO mérésekből

Alacsony földpályán keringő műhold mágneses észleléseiből elsőként sikerült statisztikai vizsgálattal kimutatni FLR-ek jelenlétét. Ez jelentős előrelépés a korábbi, szórványos eset-tanulmányokhoz képest. Az általam alkalmazott statisztikai módszer elsőként tette lehetővé a CHAMP rezonáns héjakon keresztül haladó mozgásából adódó Doppler-hatás igazolását (9.3. fejezet). Az észlelt Doppler-csúszások nagysága és előjele összhangban van a rezonancia leírására korábban kidolgozott modellekkel.

A Doppler-csúszás megfigyelése új, a korábban ismertektől független lehetőséget teremtett a rezonancia-szélesség becslésére (9.4. fejezet). A módszer a rezonancia-szélességet nem egyetlen pontban, hanem a mágneses szélesség függvényében csaknem a teljes plazmaszférára megadja. A számolt rezonancia-szélességek összhangban vannak a korábbi becslésekkel, modellekkel és in situ mérésekkel.

Következtetések

Fent bemutatott eredményeim arra mutatnak, hogy a nappali Pc3-as pulzációs tevékenység domináns forrása az upstream hullám-tevékenység. Újabb, az upstream eredet mellett tanúskodó kapcsolatokat tártam fel a bolygóközi paraméterek és a felszíni pulzációk tulajdonságai között. Megmutattam, hogy a pulzációs aktivitás többszörösen is függ a napszél sűrűségétől, s erre a függésre az upstream-hullámok keletkezését leíró elméletben több lehetséges magyarázatot is adtam (1. tézis). Az upstream eredetre utal az a megfigyelés is, hogy alacsony sűrűségi anomáliák és szub-alfvénikus események során nem észlelhetők Pc3-as pulzációk a felszínen. Ugyancsak az upstream eredetre utal a bolygóközi mágneses tér irányítottsága és a Pc3-as frekvencia között talált kapcsolat (5. tézis).

Igazoltam, hogy az egyenlítő táján és alacsony szélességeken az upstream eredetű hullámok egészen az ionoszféráig jutnak, legalábbis evanescens hullámként (4. tézis).

Eredményeim azt az elképzelést támasztják alá, miszerint a felszínen (alacsony és közepes szélességeken) akkor észlelhetők upstream eredetű pulzációk, amikor a fejhullám orra az ULF-foreshockban van. Számos eredmény igazolta ugyanis, hogy az upstream hullámok aktivitását a foreshockban ϑ_{Bn} (azaz a fejhullám normálisa és a bolygóközi mágneses tér által bezárt szög), míg a magnetoszférában és a felszínen ϑ_{Bx} , azaz a kúpszög szabályozza. Azaz a felszíni pulzációk e tekintetben úgy viselkednek, mintha egy fejhullám orra előtt megfigyelést végző műhold észlelné őket. Mindez úgy magyarázható legegyszerűbben, hogy az upstream

hullámok ott lépnek be a magnetoszférába, ahol a fejhullám normálisa az x -tengellyel párhuzamos, azaz ahol a két szög megegyezik, vagyis a fejhullám orránál. Az itteni belépés mellett szól az is, hogy a magnetopauza orrához a mágneses hüvely áramlási terében csakis a fejhullám orrának irányából juthatnak el az upstream eredetű hullámok. Az orrtól valamivel távolabb a mágneses hüvelybe belépő upstream eredetű hullámokat ugyanis a konvekció a csóva felé sodorja, s nem engedi a magnetopauza közelébe.

Egy másik, máig ható elképzelés szerint az upstream eredetű pulzációk forrása a teljes kvázi-párhuzamos tartomány (Russell et al., 1983). A pulzációk helyi idő szerinti szélesség szerinti eloszlását is sokan ezzel magyarázzák. Russell nyomán azt a megfigyelést, hogy a pulzációk eltűnése a kúpszög 50° -os értékénél nem ugrásszerűen, hanem fokozatosan következik be, valamint azt, hogy a kúpszög és a pulzációs aktivitás közötti kapcsolat erőssége a mágneses szélességgel csökken, szintén mint a fenti elmélet mellett szóló érveket szokták idézni.

Ezzel szemben megmutattuk, hogy a délelőtt-délutáni aszimmetria nem magyarázható a Russell-féle modellel (6. tétel), amely a teljes kvázi-párhuzamos tartományt a felszíni UW eredetű tevékenység forrásának tekinti. Az 50° -os kúpszögérték körül fokozatosan fellépő aktivitás-csökkenés azzal is magyarázható, hogy az ULF-hullámok maguk is perturbálják a kúpszög értékét, akár több 10° -kal. Az MLR analízisek tanúsága szerint a Pc3 aktivitás és kúpszög, valamint az aktivitás és a Nap zenitszöge közötti kapcsolat erőssége a mágneses szélesség növekedésével valóban csökken. E kapcsolat erősségének szélességfüggését, nézetünk szerint, a szubszoláris eredet, a magasabb szélességeken fellépő egyéb forrásmechanizmusok, valamint a szélességfüggő FLR-ek hatása is okozhatják.

A kompressziós hullámok globális eloszlása (3. tétel), a visszaszórt ionok sebesség-eloszlása (7. tétel) szintén az orrkörnyéki eredet, illetve belépés mellett tanúskodnak. Az upstream hullámoknak a fejhullám orra és a felszín közötti terjedéséhez szükséges, a Pc3-as pulzációk és a kúpszög variációja közötti kereszt-korrelációs analízis segítségével megbecsült időtartam (2-3 perc) összhangban van az MHD-modell alapján becsült értékkel.

A Pc3-as pulzációk vizsgálata jó példa arra, miként lehet viszonylag kis költséggel végzett felszíni mérések alapján űrkutatást végezni. A Pc3-as pulzációk és a bolygóközi tér paramétereinek között feltárt összefüggések elvezethetnek oda, hogy pusztán felszíni mérések alapján képesek legyünk az űridőjárás kutatásában mind fontosabb napszél illetve a bolygóközi tér viselkedését mennyiségileg jellemezni. A földi mérések előnye, hogy fenntartásuk hosszútávon biztosítható, s olyankor is elérhető, amikor a megfelelő műholdak nem állnak rendelkezésre.

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban témavezetőimnek, Verő József akadémikusnak (MTA CsFKI) és Dr. Ferencz Csabának (ELTE) tartozom köszönettel a sok bátorításért, útmutatásért, a közös munkáért és nem utolsósorban végtelen türelmükért.

Köszönöm közvetlen kollégáim segítségét, támogatását is. Mindenekelőtt Dr. Kovács Péternek, a Földfizikai Főosztály vezetőjének, akivel több ízben is konzultáltam, s aki a dolgozat alapos átolvasásával, a kritikus pontokra való rámutatásával nagyban járult hozzá vállalkozásom sikeréhez. Köszönöm Csontos Andrásnak a tihanyi és Wetztergom Viktornak (MTA CsFKI) a nagycenki obszervatórium vezetőjének, valamint MFGI-s kollégáimnak Szabados Lászlónak és Merényi Lászlónak, valamint külföldi kollégáimnak, Johannes Kultimának, Tero Raitának (SGO, Sodankylä, Finnország), Kari Pajunpää-nak (FMI, Nurmijärvi, Finnország), Jan Redának (IGFPAS, Belsk, Lengyelország), Vörös Zoltánnak, Fridrich Valachnak és Váczky Magdolnának (SAS, Ógyalla, Szlovákia) az MM100 állomásokon folyó mérésekben való közreműködésükért. Mindenkinek, aki a mérések folyamatosságának biztosításában bármilyen módon közreműködött, kulcsszerepe volt és van, hiszen megfelelő minőségű, folyamatos adatsorok nélkül az ismerttetett eredmények nem születhettek volna meg.

A földi adatok mellett a műholdas adatsorokra támaszkodtam. A CHAMP FGM mágneses adatok rendelkezésre bocsátásáért köszönet illeti Hermann Lühr (GFZ, Potsdam) vezető kutatót (PI). A CLUSTER FGM adatokért Balogh Andrét (PI, Imperial College, London) és Tátrallyay Mariellát (KFKI) illeti köszönet. A felhasznált ACE adatok szolgáltatását a MAG és SWEPAM teameknek, valamint az ACE Science Centernek köszönöm. Az OMNI adatokat a GSFC/SPDF OMNIWeb (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>) felületén értem el.

A kutatást a munka különböző fázisaiban a Magyar Űrkutatási Iroda (TP 153 témapályázatok), a Dél-Afrika-Magyar Tét-pályázatok (OMFB-00300/2008 és TÉT-10-1-2011-0025), a MÖB-DAAD (2008-2009. évekre), két orosz-magyar akadémiai együttműködési pályázat (2008-10. és 2011-13. évekre), és részben az OTKA (NI 61013, K 75640) támogatta. Támogatásukat ezúton is megköszönöm.

Köszönettel tartozom társzerzőimnek, Verő Józsefnek és Dr. Bencze Pálnak (MTA CsFKI), Hermann Lührnek és a Martin Rothernak (GFZ, Potsdam, Németország), Vyacheslav Pilipenkónak és Evgeniy Fedorovnak (SzTA, Moszkva, Oroszország), Peter Sutcliffe-nek, Ste-

fan Lotznak és Christopher Dzwuluwani Ndiitwaninak (SANSA, Hermanus, Dél-Afrika) a közös gondolkodásért, a továbbblendító ötletekért és a helyénvaló kritikáért.

Köszönettel tartozom Intézetemnek is, amely 2012-ig Eötvös Loránd nevét viselte, neve akkor Magyar Földtani és Geofizikai Intézet lett. Külön köszönet illeti igazgatóimat, Dr. Bodoky Tamást és Dr. Fancsik Tamást, volt és jelenlegi főosztályvezetőmet, Hegymegi Lászlót és Dr. Kovács Pétert, akik a munkához szükséges feltételeket a sokszor szűkös lehetőségekhez mérten is igyekeztek megteremteni.

Hálával tartozom szüleimnek támogatásukért, mindenekelőtt azért, hogy tanulmányaimat abbak idején lehetővé tették. Hálás vagyok családom türelméért, feleségemnek és három gyermekemnek, akiknek a dolgozat elkészüléséig vezető rögös úton, különösen a külföldi utak idején nélkülözniük kellett jelenlétemet, segítségemet, a mindennapi teendőkben való részvételemet.

Irodalomjegyzék

- Abbe, C.: Eschenhagen's elementary magnetic waves, *Terrestrial magnetism*, 3, 135–136, 1898.
- Alfvén, H.: Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves, *Nature*, 150, 405, 1942.
- Alperovich, L. S. and Fedorov, E. N.: *Hydromagnetic Waves in the Magnetosphere and Ionosphere*, Springer, 2007.
- Baransky, L. N., Borovkov, J. E., Gokhberg, M. B., Krylov, S. M., and Troitskaya, V. A.: High resolution method of direct measurement of the magnetic field lines' eigenfrequencies, *Planet. Space Sci.*, 33, 1369–1374, 1985.
- Baransky, L. N., Belokrys, S. P., Borovkov, Y. E., Gokhberg, M. B., Fedorov, E. N., and Green, C. A.: Restoration of the meridional structure of geomagnetic pulsation fields from gradient measurements, *Planet. Space Sci.*, 37, 859–864, 1989.
- Barnes, A.: Theory of generation of bow-shock-associated hydromagnetic waves in the upstream interplanetary medium, *Cosmic Electrodyn.*, 1, 90–97, 1970.
- Baumjohann, W. and Treumann, R. A.: *Basic space plasma physics*, Imperial College Press, 1997.
- Bencze, P., Heilig, B., Zieger, B., Szendrői, J., Verő, J., Lühr, H., Yumoto, K., Tanaka, Y., and Střešník, J.: Effect of the August 11, 1999 total solar eclipse on geomagnetic pulsations, *Acta Geod. Geophys. Hung.*, 42, 23–58, doi:10.1556/AGeod.42.2007.1.2., 2007.
- Bennett, L., Kivelson, M. G., Khurana, K. K., Frank, L. A., and Paterson, W. R.: A model of the Earth's distant bow shock, *J. Geophys. Res.*, 102, 26 927–26 941, 1997.
- Berube, D., Moldwin, M. B., and Weygand, J. M.: An automated method for the detection of field line resonance frequencies using ground magnetometer techniques, *J. Geophys. Res.*, 108, 1348, 2003.
- Bol'shakova, O. V. and Troitskaya, V.: Relation of the IMF direction to the system of stable oscillations, *Doklady Akademii Nauk (Proceedings of the Russian Academy of Sciences)*, 180, 343–346, 1968.
- Cairns, I. H., Fairfield, D. H., Anderson, R. R., Carltona, V. E. H., Paularenaa, K. I., and Lazaru, A. J.: Unusual locations of Earth's bow shock on September 24 - 25, 1987: Mach number effects, *J. Geophys. Res.*, 100, 47–62, 1995.
- Carpenter, D. L. and Anderson, R. R.: An ISEE/Whistler Model of Equatorial Electron Density in the Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 97, 1097, 1992.

- Chen, L. and Hasegawa, A.: A theory of long-period magnetic pulsations, 1. Steady state excitation of field line resonance, *J. Geophys. Res.*, 79, 1024–1032, 1974.
- Chi, P. J., Russell, C. T., Bloom, R. M., and Singer, H. J.: Solar wind control of ultra-low frequency wave activity at $L = 3$, *J. Geophys. Res.*, 103, 1998.
- Chugunova, O. M., Pilipenko, V. A., Engebretson, M., and Rodger, A.: Statistical Relations between the Probability of Occurrence of Pc3-4 Pulsations at High Latitudes in the Antarctic Regions and the Solar Wind and IMF Parameters, *Geomagnetism and Aeronomy*, 47, 205–215, 2007.
- Curto, J. J., Heilig, B., and Pinol, M.: Modeling the geomagnetic effects caused by the solar eclipse of 11 August 1999, *J. Geophys. Res.*, 111, A07312, doi:10.1029/2005JA011499, 2006.
- Denton, R. E., Goldstein, J., and Menietti, J. D.: Field line dependence of magnetospheric electron density, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 2205, doi:10.1029/2002GL015963, 2002.
- Denton, R. E., Menietti, J. D., Goldstein, J., Young, S. L., and Anderson, R. R.: Electron density in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 109, A09215, doi:10.1029/2003JA010245, 2004.
- Dungey, J. W.: Electrodynamics of the outer atmosphere: report to National Science Foundation on work carried on under grant NSF-G450, Pennsylvania State University, Ionosphere Research Laboratory, University Park, 1954.
- Eastwood, J. P., Lucek, E. A., Mazelle, C., Meziane, K., Narita, Y., Pickett, J., and Treumann, R. A.: The foreshock, *Space Sci. Rev.*, 118, 41–94, 2005.
- Ebert, H.: Concerning pulsations of short period in the strength of the Earth’s magnetic field, *Terrestrial magnetism and Atmospheric Electricity*, XII, 1–14, 1907.
- Engebretson, M. J., Cahill, L. J., R. L., Jr., A., Anderson, B. J., Rosenberg, T. J., Carpenter, D. L., Inan, U. S., and Eather, R. H.: The role of the ionosphere in coupling upstream ULF wave power into the dayside magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 96, 1527–1542, 1991a.
- Engebretson, M. J., Lin, N., Baumjohann, W., Lühr, H., Anderson, B. J., Zanetti, L. J., Potemra, T. A., McPherron, R. L., and Kivelson, M. G.: A comparison of ULF fluctuations in the solar wind, magnetosheath, and dayside magnetosphere. 1. Magnetosheath morphology, *J. Geophys. Res.*, 96, 3441–3454, 1991b.
- Engebretson, M. J., Takahashi, K., and Scholer, M., eds.: Solar wind sources of magnetospheric Ultra-Low-Frequency waves, *Geophysical Monograph* 81., AGU, Washington, DC, 1994.
- Eschenhagen, M.: One minute, periodic changes of the Earth’s magnetism, *Terrestrial magnetism*, 2, 105–114, 1897.
- Farris, M. H. and Russell, C. T.: Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models, *J. Geophys. Res.*, 99, 17681–17691, 1994.
- Ferencz, C.: Real solution of monochromatic wave propagation in inhomogeneous media, *Pramana Journal of Physics*, 62, 943–955, 2004.

- Fitzpatrick, R.: The Physics of Plasmas, Lulu Self-publishing, 2008.
- Gary, S. P.: Electromagnetic ion beam instability and energy loss of fast alpha particles, *Nucl. Fusion*, 18, 327, 1978.
- Gary, S. P.: Electromagnetic ion ion instabilities and their consequences in space plasmas - a review, *Space Sci. Rev.*, 56, 373–415, 1991.
- Gary, S. P., Gosling, J. T., and Forslund, D. W.: The electromagnetic ion beam instability upstream of the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, 86, 6691–6696, 1981.
- Green, A., Worthington, E., Baransky, L., Fedorov, E., Kurneva, N., Pilipenko, V., Shvetzov, D., Bektemirov, A., and Philipov, G.: Alfvén field line resonances at low latitudes ($L = 1.5$), *J. Geophys. Res.*, 98, 15 693–15 699, 1993.
- Greenstadt, E. W.: Quasi-Perpendicular/Quasi-Parallel Divisions of Earth's Bow Shock, *J. Geophys. Res.*, 96, 1697–1703, 1991.
- Greenstadt, E. W. and Olson, J. V.: Pc 3,4 Activity and Interplanetary Field Orientation, *J. Geophys. Res.*, 81, 5911–5920, 1976.
- Greenstadt, E. W. and Russell, C. T.: Stimulation of exogenic, daytime geomagnetic pulsations: a global perspective, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 13–23, *Geophysical Monogr.* 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Grinsted, A., Moore, and J. C., Jevrejeva, S.: Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series, *Nonlin. Proc. in Geophys.*, 11, 561–566, 2004.
- Heilig, B. and Lühr, H.: New plasmopause model derived from CHAMP field-aligned current signatures, *Annales Geophysicae*, 31, 529–539, doi:10.5194/angeo-31-529-2013, 2013.
- Heilig, B., Csontos, A., and Kovács, P.: The geomagnetic effect of the the solar eclipse of 11 August, 1999, *Contributions to Geophysics and Geodesy*, 31, 83–89, 2001.
- Heilig, B., Csontos, A., Pankratz, L., Pajunpää, K., Kultima, J., Raita, T., Reda, J., and Váczyová, M.: Upstream wave related Pc3 pulsations observed by the MM100 meridional magnetometer array, *Publ. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sc.*, C-99, 339–346, 2007a.
- Heilig, B., Lühr, H., and Rother, M.: Comprehensive study of ULF upstream waves observed in the topside ionosphere by CHAMP and on the ground, *Annales Geophysicae*, 25, 737–754, 2007b.
- Heilig, B., Lotz, S., Verő, J., Sutcliffe, P., Reda, J., Pajunpää, K., and Raita, T.: Empirically modelled Pc3 activity based on solar wind parameters, *Annales Geophysicae*, 28, 1703–1722, doi:10.5194/angeo-28-1703-2010, URL <http://www.ann-geophys.net/28/1703/2010/>, 2010.
- Heilig, B., Sutcliffe, P. R., Ndiitwani, D. C., and Collier, A.: A statistical study of geomagnetic field line resonances observed by CHAMP and on the ground (published online), *J. Geophys. Res.*, 118, doi:10.1002/jgra.50215, 2013.

- Howard, T. A. and Menk, F. W.: Ground observations of high-latitude Pc3-4 ULF waves, *J. Geophys. Res.*, 110, A04205, doi:10.1029/2004JA010417, 2005.
- Hughes, W. J.: Magnetospheric ULF waves: A tutorial with a historical perspective, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 1–11, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Hughes, W. J. and Southwood, D. J.: The Screening of Micropulsation Signals by the Atmosphere and Ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 81, 3234–3240, 1976.
- Hughes, W. J., McPherron, R. L., and Barfield, J. N.: Geomagnetic pulsations observed simultaneously on three geostationary satellites, *J. Geophys. Res.*, 83, 1109–1116, 1978.
- Hundhausen, A., Bame, S., Asbridge, J., and Sydoriak, S.: Solar Wind Proton Properties: Vela 3 Observations from July 1965 to June 1967, *J. Geophys. Res.*, 75, 4643–4657, 1970.
- Jacobs, J. A.: *Geomagnetic micropulsations*, Springer-Verlag, 1970.
- Jadhav, G., Rajaram, M., and Rajaram, R.: Modification of daytime compressional waves by the ionosphere: first results from Oersted, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 103–106, 2001.
- Jánossy, L. and Tasnádi, P.: *Vektorszámítás I-III.*, Tankönyvkiadó, Budapest, 1989.
- Kepko, L., Spence, H. E., and Singer, H. J.: ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1197, doi:10.1029/2001GL014405, 2002.
- Kim, K.-H. and Takahashi, K.: Statistical analysis of compressional Pc3-4 pulsations observed by AMPTE CCE at $L = 2-3$ in the dayside magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 104, 4539–4558, 1999.
- Kim, K.-H., Takahashi, K., and Anderson, B. J.: Ground-satellite coherence analysis of Pc3 pulsations, *J. Geophys. Res.*, 103, 11,755–11,769, 1998.
- Kivelson, M. G.: ULF waves from the ionosphere to the outer planets, in: *Magnetospheric ULF waves. Synthesis and new directions*, pp. 11–30, Geophysical Monogr. 169, AGU, Washington, D.C., 2006.
- Kivelson, M. G. and Russell, C. T.: *Introduction to space physics*, Cambridge University Press, London, 1995.
- Kivelson, M. G. and Southwood, D. J.: Resonant ULF waves: A new interpretation, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 49–52, 1985.
- Kivelson, M. G. and Southwood, D. J.: Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances, *J. Geophys. Res.*, 91, 4345–4351, 1986.
- Korotova, G. I. and Sibeck, D. G.: Generation of ULF magnetic pulsations in response to sudden variations in solar wind dynamic pressure, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 265–272, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Kovner, M. S., Lebedev, V. V., Plyasova-Bakunina, T. A., and Troitskaya, V. A.: On the generation of low frequency waves in the solar wind in front of the bow shock, *Planet. Space Sci.*, 24, 261–267, 1976.

- Krauss-Varban, D.: Bow shock and magnetosheath simulations: wave transport and kinetic properties, in: Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves, pp. 121–134, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Kucharek, H., Möbius, E., Scholer, M., Mouikis, C., Kistler, L. M., Horbury, T., Balogh, A., Réme, H., and Bosqued, J. M.: On the origin of field-aligned beams at the quasi-perpendicular bow shock: multi-spacecraft observations by Cluster, *Annales Geophysicae*, 22, 2301–2308, doi:10.5194/angeo-22-2301-2004, URL <http://www.ann-geophys.net/22/2301/2004/>, 2004.
- Kulcar, L.: Long-term variations of the solar wind density - velocity relation, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 17, 21–36, 1988.
- Le, G. and Russell, C. T.: The morphology of ULF waves in the Earth’s foreshock, in: Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves, pp. 87–98, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Le, G. and Russell, C. T.: Solar wind control of upstream wave frequency, *J. Geophys. Res.*, 101, 2571–2575, 1996.
- Le, G., Chi, P. J., Goedecke, W., Russell, C. T., Szabo, A., Petrinec, S. M., Angelopoulos, V., Reeves, G. D., and Chun, F. K.: Magnetosphere on May 11, 1999, the day the solar wind almost disappeared: II. Magnetic pulsations in space and on the ground, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2165–2168, 2000a.
- Le, G., Russell, C. T., and Petrinec, S. M.: The magnetosphere on May 11, 1999, the day the solar wind almost disappeared I. Current systems, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 1827–1830, 2000b.
- Lee, D. H.: Dynamics of MHD wave propagation in the low-latitude magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 15 371–15 386, 1996.
- Lee, D. H. and Lysak, R. L.: Magnetospheric ULF wave Coupling in the Dipole Model: the Impulsive Excitation, *J. Geophys. Res.*, pp. 17 097–17 103, 1989.
- Lee, D. H. and Lysak, R. L.: Effects of azimuthal asymmetry on ULF waves in the dipole magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, pp. 53–56, 1990.
- Lee, D. H. and Lysak, R. L.: Numerical studies on ULF wave structures in the dipole model, in: Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves, pp. 293–298, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Luhmann, J. G., Russell, C. T., and Elphic, R. C.: Spatial distributions of magnetic field fluctuations in the dayside magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 91, 1711–1715, 1986.
- Lühr, H., Aylward, A., Buchert, S. C., Pajunpää, A., Pajunpää, K., Holmboe, T., and Zalewski, S. M.: Westward moving dynamic substorm features observed with the IMAGE magnetometer network and other ground-based instruments, *Ann. Geophys.*, 16, 425–440, 1998.
- Lühr, H., Maus, S., Rother, M., and Cooke, D.: First in-situ observation of night time F-region currents with the CHAMP satellite, *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi:10.1029/2001GL013845, 2002.

- Lysak, R. L., Song, Y., and Lee, D.-H.: Generation of ULF waves by Fluctuations in the magnetopause position, in: Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves, pp. 273–282, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Matsushita, S. and Campbell, W. H., eds.: Physics of Geomagnetic Phenomena, Academic Press, New York and London, 1967.
- Maus, S., Rother, M., Hemant, K., Stolle, C., Lühr, H., Kuvshinov, A., and Olsen, N.: Earth’s lithospheric magnetic field determined to spherical harmonic degree 90 from CHAMP satellite measurements, Geophys. J. Int., doi:10.1111/j.1365–246X.2005.02833.x, 2006.
- McComas, D. J., Barraclough, B. L., Funsten, H. O., Gosling, J. T., Santiago-Munoz, E., Skoug, R. M., Goldstein, B. E., Neugebauer, M., Riley, P., and Balogh, A.: Solar wind observations over Ulysses’ first full polar orbit, J. Geophys. Res., 105, 10 419–10 433, 2000.
- Menk, F. W.: Magnetospheric ULF waves: A Review, in: The Dynamic Magnetosphere, pp. 223–256, IAGA Special Sopron Book Series 3, Springer, Washington, D.C., 2011.
- Menk, F. W., Fraser, B. J., Waters, C. L., Ziesolleck, C. W. S., Feng, Q., Lee, S. H., and McNabb, P. W.: Ground measurements of low latitude magnetospheric field line resonances, in: Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves, pp. 299–310, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Moldwin, M. B., Downward, L., Rassoul, H. K., Amin, R., and Anderson, R. R.: A new model of the location of the plasmapause: CRRES results, J. Geophys. Res., 107, 1339, doi:10.1029/2001JA009211, 2002.
- Motschmann, U., Woodward, T., Glassmeier, K., Southwood, D., and Pinçon, J.: Wavelength and direction filtering by magnetic measurements at satellite arrays: Generalized minimum variance analysis, J. Geophys. Res., 101, 4961–4965, 1996.
- Narita, Y. and Glassmeier, K.-H.: Propagation pattern of low frequency waves in the terrestrial magnetosheath, Annales Geophysicae, 24, 2441–2444, URL <http://www.ann-geophys.net/24/2441/2006/>, 2006.
- Narita, Y., Glassmeier, K.-H., Schäfer, S., Motschmann, U., Fränz, M., Dandouras, I., Fornaçon, K.-H., Georgescu, E., Korth, A., Rème, H., and Richter, I.: Alfvén waves in the foreshock propagating upstream in the plasma rest frame: statistics from Cluster observations, Annales Geophysicae, 22, 2315–2323, doi: 10.5194/angeo–22–2315–2004, URL <http://www.ann-geophys.net/22/2315/2004/>, 2004.
- Ndiitwani, D. C. and Sutcliffe, P. R.: The structure of low-latitude Pc3 pulsations observed by CHAMP and on the ground, Annales Geophysicae, 27, 1267–1277, 2009.
- Ndiitwani, D. C. and Sutcliffe, P. R.: A study of L-dependent Pc3 pulsations observed by low Earth orbiting CHAMP satellite, Annales Geophysicae, 28, 407–414, 2010.
- Nishida, A.: Ionospheric Screening Effect and Storm Sudden Commencement, J. Geophys. Res., 69, 1861–1874, 1964.
- Nishida, A.: Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere, Springer, New York, 1978.

- O'Brien, T. P. and Moldwin, M. B.: Empirical plasmopause models from magnetic indices, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1152, doi:10.1029/2002GL016007, 2003.
- Odera, T. J.: Solar wind controlled pulsations: A review, *Rev. Geophys.*, 24, 55–74, 1986.
- Olson, J. V. and Fraser, B. J.: Pc3 pulsations in the cusp, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 325–334, *Geophysical Monogr.* 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Olson, J. V. and Rostoker, G.: Longitudinal phase variations of Pc 4-5 micropulsations, *J. Geophys. Res.*, 83, 2481–2488, 1978.
- Onsager, T. G., Thomsen, M. F., Gosling, J. T., Bame, S. J., , and Russell, C. T.: Survey of Coherent Ion Reflection at the Quasi-Parallel Bow Shock, *J. Geophys. Res.*, 95, 2261–2271, 1990.
- Pilipenko, V. and Fedorov, E.: Magnetotelluric Sounding of the Crust and Hydromagnetic Monitoring of the Magnetosphere with the Use of ULF Waves, pp. 283–292, *Geophysical Monogr.* 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Pilipenko, V., Fedorov, E., Heilig, B., and Engebretson, M. J.: Structure of ULF Pc3 waves at low latitudes, *J. Geophys. Res.*, 113, A11 208, doi:10.1029/2008JA013243, 2008.
- Plyasova-Bakunina, T. A.: Effect of IMF on the characteristics of Pc 2-4 pulsations, *Geomag. Aeron.*, 12, 135–145, 1972.
- Popatov, A. S. and Mazur, V. A.: Pc3 pulsations: from the source in the upstream region to Alfvén resonances in the magnetosphere. Theory and observations, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 325–334, *Geophysical Monogr.* 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Russell, C. T. and Hoppe, M. M.: The dependence of upstream wave periods on the interplanetary magnetic field strength, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 615–618, 1981.
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Odera, T. J., and Stuart, W. F.: The rate of occurrence of dayside Pc 3,4 pulsations: The L-value dependence of the IMF cone angle effect, *Geophys. Res. Lett.*, 10, 663–666, 1983.
- Saito, T.: A new index of geomagnetic pulsation and its relation to solar M-regions, *Rept., Ionosph. Space Res., Japan*, 18, 260–274, 1964.
- Samson, J. C. and Rankin, R.: The coupling of solar wind energy to MHD cavity modes, waveguide modes, and field line resonances in the Earth's Magnetosphere, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 253–264, *Geophysical Monogr.* 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Samson, J. C., Greenwald, R. A., Ruohoniemi, J. M., Hughes, T. J., and Wallis, D. D.: Magnetometer and radar observations of magnetohydrodynamic cavity modes in the Earth's magnetosphere, *Can. J. Phys.*, 69, 929–937, doi:10.1139/p91–147, 1991.
- Samson, J. C., Harrold, B. H., Ruohoniemi, J. M., Greenwald, R. A., and Walker, A. D. M.: Field line resonances associated with MHD waveguides in the magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 441–444, 1992.

- Schulz, M.: Eigenfrequencies of geomagnetic field lines and implications for plasma-density modeling, *J. Geophys. Res.*, 101, 17 385, 1996.
- Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., and Singer, H. J.: A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Res.*, 102, 9497, 1997.
- Shue, J.-H., Song, P., Russell, C. T., Steinberg, J. T., Chao, J. K., Zastenker, G., Vaisberg, O. L., Kokubun, S., Singer, H. J., Detman, T. R., and Kawano, H.: Magnetopause location under extreme solar wind conditions, *J. Geophys. Res.*, 103, 17 691–17 700, 1998.
- Singer, H. J., Russell, C. T., Kivelson, M. G., Greenstadt, E. W., and Olson, J. V.: Evidence for control of Pc 3,4 magnetic pulsations by solar wind velocity, *Geophys. Res. Lett.*, 4, 377–380, 1977.
- Smets, R., Delcourt, D., Chanteur, G., and Moore, T. E.: On the incidence of Kelvin-Helmholtz instability for mass exchange process at the Earth's magnetopause, *Ann. Geophys.*, 20, 757–769, 2002.
- Smith, C. W., Mullan, D. J., Ness, N. F., M. Skoug, R., and Steinberg, J.: Day the solar wind almost disappeared: Magnetic field fluctuations, wave refraction and dissipation, *J. Geophys. Res.*, 106, 18 625–18 634, 2001.
- Soffel, H.: Johann von Lamont (1805-1879): A pioneer in geomagnetism, *The IRM Quaterly*, 14, 1,8–11, 2004-2005.
- Southwood, D. J.: Some features of field line resonances in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 22, 483–491, 1974.
- Stolle, C., Lühr, H., Rother, M., and Balasis, G.: Magnetic signatures of equatorial spread F, as observed by the CHAMP satellite, *J. Geophys. Res.*, 111, A02 304, doi:10.1029/2005JA011184, 2006.
- Sutcliffe, P. R. and Lühr, H.: A comparison of Pi2 pulsations observed by CHAMP in low Earth orbit and on the ground at low latitude, *Geophys. Res. Lett.*, 30(21), 2105, doi:10.1029/2003GL018270, 2003.
- Sutcliffe, P. R., Heilig, B., and Lotz, S.: Spectral structure of Pc3-4 pulsations: possible signatures of cavity modes, *Ann. Geophysicae*, 31, 725–743, doi:10.5194/angeo-31-725-2013, 2013.
- Takahashi, K. and Anderson, B. J.: Distribution of ULF energy ($f < 80$ mHz) in the inner magnetosphere: a statistical analysis of AMPTE CCE magnetic field data, *J. Geophys. Res.*, 97, 10,751–10,773, 1992.
- Takahashi, K., McPherron, R. L., and Terasawa, T.: Dependence of the spectrum of Pc 3-4 pulsations on the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 89, 2770–2780, 1984.
- Takahashi, K., Anderson, B. J., and Yumoto, K.: Upper atmosphere research satellite observation of a Pi2 pulsation, *J. Geophys. Res.*, 104, 25,035–25,045, 1999.
- Takahashi, K., Chi, P. J., Denton, R. E., and Lysak, R. L., eds.: *Magnetospheric ULF waves: Synthesis and new directions*, Geophysical Monograph 169, AGU, 2006.

- Takahashi, K. B., Anderson, B. J., Newell, P. T., Yamamoto, T., and Sato, N.: Propagation of compressional Pc3 pulsations from space to the ground: a case study using multipoint measurements, in: Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves, pp. 355–363, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Tanaka, Y.-M., Yumoto, K., Shinohara, M., Kitamura, T.-I., Solov'yev, S. I., Vershinin, E. F., Fraser, B. J., and Cole, D.: Coherent Pc 3 pulsations in the prenoon sector observed along the 210 ° magnetic meridian, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 3477–3480, 1998.
- Thomsen, M. F., Gosling, J. T., Onsager, T. G., and Russell, C. T.: Ion and Electron Heating at the Low-Mach-Number, Quasi-Parallel Bow Shock, *J. Geophys. Res.*, 98, 3875–3888, doi:10.1029/92JA02560, 1993.
- Troitskaya, V. A. and Bol'shakova, O. V.: The relation of the high latitude maximum of Pc3 intensity to the dayside cusp, *Geomagn. Aeron.*, 7, 633–635, 1984.
- Tsyganenko, N. A.: A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry - 1. Mathematical Structure, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JA000219, 2002a.
- Tsyganenko, N. A.: A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry - 2. Parameterization and fitting to observations, *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JA000220, 2002b.
- Usmanov, A. V., Goldstein, M. L., Ogilvie, K. W., Farrell, W. M., and Lawrence, G. R.: Low-density anomalies and sub-Alfvénic solar wind, *J. Geophys. Res.*, 110, A01 106, doi:10.1029/2004JA010699, 2005.
- Varga, M.: A numerical study of the excitation of Pc 2-4 type pulsations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 42, 365–369, 1980.
- Vellante, M., Lauretis, M. D., Förster, M., Lepidi, S., Zieger, B., Villante, U., Pilipenko, V. A., and Zolesi, B.: Geomagnetic field line resonances at low latitudes: Pulsation event study of 16 August 1993, *J. Geophys. Res.*, 107, 1060, doi:10.1029/2001JA900123, 2002.
- Vellante, M., Lühr, H., Zhang, T. L., Wertztergom, V., Villante, U., Lauretis, M. D., Piancatelli, A., Rother, M., Schwiagenschuh, K., Koren, W., and Magnes, W.: Ground/satellite Signatures of Field Line Resonance: A test of theoretical predictions, *J. Geophys. Res.*, 109, A06 210, doi:10.1029/2004JA010392, 2004.
- Verő, J.: Geomagnetic pulsations and parameters of the interplanetary medium, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 42, 371–380, 1980.
- Verő, J.: Hullámok a bolygóközi térből, vagy csak a magnetoszférából? (A geomágneses pulzációk eredete), Akadémiai Kiadó, 1999.
- Verő, J. and Holló, L.: Connection between interplanetary magnetic field and geomagnetic pulsations, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 40, 857–865, 1978.
- Verő, J. and Miletits, C.: Impulsive pulsation events and pulsation beats, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 56, 433–455, 1994.

- Veró, J. and Zieger, B.: Upstream waves and field line resonances – pulsation research at the Nagycenk observatory during three solar cycles, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 55–66, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Veró, J., Zieger, B., and Lühr, H.: Upstream waves and surface geomagnetic pulsations, in: *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*, pp. 365–373, Geophysical Monogr. 81, AGU, Washington, D.C., 1994.
- Veró, J., Best, I., Vellante, M., Lühr, H., de, M. L., Holló, L., Márcz, F., and Strestik, J.: Relations of field line resonances and upstream waves and the winter attenuation of pulsations, *Ann. Geophysicae*, 13, 689, 1995.
- Veró, J., Lühr, H., Vellante, M., Best, I., Strestik, J., Miletits, J. C., Holló, L., Szendrői, J., and Zieger, B.: Upstream waves and field line resonances: simultaneous presence and alternation in Pc3 pulsation events, *Ann. Geophysicae*, 16, 34–48, 1998.
- Veselovsky, I. S., Dmitriev, A. V., and Suvarova, A. V.: *Algebra and Statistics of the Solar Wind*, Cosmic Research, 48, 115–130, 2010.
- Viall, N. M., Kepko, L., and Spence, H. E.: Relative occurrence rates and connection of discrete frequency oscillations in the solar wind density and dayside magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 114, A01201, doi: 10.1029/2008JA013334, 2009.
- Villante, U., Lepidi, S., Francia, P., Vellante, M., Meloni, A., Lepping, R. P., and Mariani, F.: Pc3 pulsations during variable IMF conditions, *Ann. Geophysicae*, 17, 490–496, 1999.
- Walker, A. D. M.: *Magnetohydrodynamic Waves in Geospace*, IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2005.
- Walker, A. D. M., Greenwald, R. A., Stuart, W. F., and Green, C. A.: STARE auroral radar observations of Pc 5 geomagnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, 84, 3373–3388, 1979.
- Wang, H., Lühr, H., and Ma, S. Y.: Solar zenith angle and merging electric field control of field-aligned currents: A statistical study of the Southern Hemisphere, *J. Geophys. Res.*, 110, A03306, doi: 10.1029/2004JA010530, 2005.
- Waters, C. L., Menk, F. W., and Fraser, B. J.: The resonance structure of low latitude Pc3 geomagnetic pulsations, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 2293, 1991.
- Waters, C. L., Samson, J. C., and Donovan, E. F.: Variation of plasmatrough density derived from magnetospheric field line resonances, *J. Geophys. Res.*, 101, 24737–24745, 1996.
- Waters, C. L., Takahashi, K., Lee, D.-H., and Anderson, B. J.: Detection of ultralow-frequency cavity modes using spacecraft data, *J. Geophys. Res.*, 107, 1284, doi:10.1029/2001JA000224, 2002.
- Wolfe, A.: Dependence of mid-latitude hydromagnetic energy spectra on solar wind speed and interplanetary magnetic field direction, *J. Geophys. Res.*, 85, 5977–5982, 1980.
- Wolfe, A. and Meloni, A.: ULF geomagnetic power near L=4. 6. Relationship to upstream solar wind quantities, *J. Geophys. Res.*, 86, 7507–7512, 1981.

- Wolfe, A., Meloni, A., Lanzerotti, L. J., and MacLennan, C. G.: Dependence of hydromagnetic energy spectra near $L=2$ and $L=3$ on upstream solar wind parameters, *J. Geophys. Res.*, 90, 5117, 1985.
- Wright, A. N.: Dispersion and wave coupling in inhomogeneous MHD waveguides, *J. Geophys. Res.*, 99, 159–167, 1994.
- Yedidia, B. A., Vellante, M., Villante, U., and Lazarus, A. J.: A study of the relationship between micropulsations and solar wind properties, *J. Geophys. Res.*, 96, 3465–3470, 1991.
- Yumoto, K. and Saito, T.: Relation of compressional HM waves at GOES 2 to low-latitude Pc 3 magnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, 88, 10,041–10,052, 1983.
- Yumoto, K. and the CPMN Group: Characteristics of Pi 2 magnetic pulsations observed at the CPMN stations: A review of the STEP results, *Earth Planets Space*, 53, 981–992, 2001.
- Yumoto, K., Saito, T., Tsurutani, B. T., Smith, E. J., and Akasofu, S.-I.: Relationship between the IMF magnitude and Pc 3 magnetic pulsations in the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 89, 9731–9740, 1984.
- Yumoto, K., Saito, T., Akasofu, S.-I., Tsurutani, B. T., and Smith, E. J.: Propagation mechanism of daytime Pc 3-4 pulsations observed at synchronous orbit and multiple ground-based stations, *J. Geophys. Res.*, 90, 6439–6450, 1985.

Short summary

Geomagnetic pulsations, also called ULF waves are short period (few seconds to few minutes) variations of the geomagnetic field. On the dayside of the terrestrial magnetosphere Pc3 pulsations (i.e. pulsations with periods between 10-45 s) are commonly observed. Their origin has been studied since the beginning of the space era. Their most likely source is upstream waves, i.e. ULF waves generated in front of the terrestrial bow shock as a result of an interaction between the solar wind and the magnetosphere. In spite of the large amount of studies on the topic it is still not clear where and how the wave energy enters the magnetosphere and reaches the ground. In some aspects, observations and theories seemed to contradict each other. In the middle 1980s' some scientists expressed their doubts about the upstream origin and offered an alternative explanation: cavity mode resonances of the magnetosphere.

In the present work I have revisited the problem of the dependence of the dayside Pc3 activity on solar wind parameters. I have developed an automated method for the identification of Pc3s with upstream origin from both ground and space observations. The algorithm can be applied on ground data observed along a geomagnetic meridian or on the compressional signal observed by a satellite in the topside ionosphere. The automated algorithm paved the way to the investigation of the phenomenon on an unprecedented data base, making possible e.g. the global mapping of upstream wave activity for the first time.

I have shown based on both the theory and observations that the Doppler-shifted upstream wave frequency slightly depends on the polarity of the interplanetary magnetic field. Using multiple regression analysis, and taking into account also the interdependences of parameters I have clearly demonstrated the dependence of Pc3 activity on solar wind plasma density. I have also shown that Pc3s are absent in the extreme cases, e.g. during LDAs (low density anomalies) in accordance with the theory of upstream wave generation.

My results support the upstream origin of dayside mid-latitude Pc3s, and that upstream waves enter the magnetosphere near the bow shock nose, and that they are able to reach the topside ionosphere near the equator.

I have developed a new method for the estimation of the resonance width of field line resonances making use of synchronous ground and space measurements.

Rövid összefoglalás

A földmágneses pulzációk a Föld mágneses terének gyors (néhány másodperces - néhány perces periódusú) változásai. A pulzációk egy jellegzetes csoportja, a Pc3-as (10-45 s periódusú) pulzációk a magnetoszféra napsütötte oldalán mindennaposak. Eredetük az űrkorszak kezdete óta foglalkoztatja a kutatókat. A legvalószínűbb elképzelés szerint forrásuk a földi fejhullám előtt a napszél és a magnetoszféra kölcsönhatása során keletkező ún. upstream hullámtevékenység. A témában született tanulmányok sokasága ellenére a mai napig nem világos, hogyan és hol lép be ez az energia a magnetoszférába, és hogy képes-e eljutni a felszínig. A megfigyelések és az elméletek itt-ott ellentmondani látszanak egymásnak. Az 1980-as éve közepén kutatók egy csoportja kétségét fejezte ki az upstream eredetét illetően, s a kapcsolatok magyarázatára más megoldást javasolt: a magnetoszféra mint üreg rezonanciáját.

Jelen dolgozat keretében újra megvizsgáltam a nappali Pc3-as pulzációk és a napszél-paraméterek kapcsolatát. Automatikus eljárást dolgoztam ki az upstream eredetű hullámtevékenység azonosítására mind földi (azonos meridián menti állomások), mind alacsony földközeli pályán keringő műholdas mérésekből. Az események automatikus azonosítása tette lehetővé a jelenség minden eddigénél nagyobb adatbázison alapuló statisztikai vizsgálatát.

Elsőként sikerült elkészítenem az upstream eredetű hullámtevékenység globális térképét. Levezettem, majd adatokon igazoltam, hogy a Doppler-csúszott upstream frekvencia enyhén függ a bolygóközi mágneses tér polaritásától is, ami újabb bizonyítéka az upstream hullámokkal való kapcsolatnak. Multilineáris regressziós analízisre alapozva egyértelműen megmutattam, hogy a Pc3-as aktivitás a napszél sűrűségétől is függ. Megmutattam, hogy anomálisan alacsony napszélsűrűség idején a Pc3-as hullámtevékenység megszűnik. Mint rámutattam, mindez jól magyarázható az upstream eredetelmélet alapján. Új eljárást dolgoztam ki továbbá az erővonal-rezonanciák rezonancia-szélességének becslésére földi és műholdas adatok együttes használatával.

Eredényeim a közepes szélességeken észlelt nappali Pc3-as pulzációk upstream eredetelméletét támogatják. Egyúttal igazolják, hogy az upstream eredetű hullámok a fejhullám orránál lépnek be a magnetoszférába, s hogy a magnetoszféra legmélyére, egészen az ionoszféráig is lejutnak.